

Titre: Développement d'un module de thermohydraulique simplifiée dans le code Donjon4 pour l'étude multiphysique des réacteurs à eau pressurisée
Title:

Auteur: Paul Gallet
Author:

Date: 2014

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Gallet, P. (2014). Développement d'un module de thermohydraulique simplifiée dans le code Donjon4 pour l'étude multiphysique des réacteurs à eau pressurisée [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1499/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1499/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alain Hébert, & Alberto Teyssedou
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DÉVELOPPEMENT D'UN MODULE DE THERMOHYDRAULIQUE SIMPLIFIÉE
DANS LE CODE DONJON4 POUR L'ÉTUDE MULTIPHYSIQUE DES RÉACTEURS À
EAU PRESSURISÉE

PAUL GALLET
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
AOÛT 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

DÉVELOPPEMENT D'UN MODULE DE THERMOHYDRAULIQUE SIMPLIFIÉE
DANS LE CODE DONJON4 POUR L'ÉTUDE MULTIPHYSIQUE DES RÉACTEURS À
EAU PRESSURISÉE

présenté par : GALLET Paul

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. KOCLAS Jean, Ph.D., président

M. HEBERT Alain, Doct., membre et directeur de recherche

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. ÉTIENNE Stéphane, Doct., membre

DÉDICACE

*À Elida,
À ma famille,*

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche M. Alain Hebert pour son aide inestimable sans laquelle ce mémoire n'aurait jamais vu le jour. Je tiens aussi à remercier très chaleureusement mon codirecteur de recherche M. Alberto Teyssedou pour ses précieux conseils, son dévouement et sa patience qui ont permis de guider le projet jusqu'à la rédaction de ce mémoire. Je souhaiterais aussi remercier M. Serge Marguet d'EDF R&D pour m'avoir transmis des informations importantes pour l'étude présentée dans ce mémoire.

De plus, je remercie aussi Thomas, Mehdi, Baptiste, Sarra, Axel, Darren, Franco et les autres élèves de l'IGN de m'avoir soutenu et aidé tout au long de ma maîtrise et d'avoir contribué à l'ambiance agréable au laboratoire.

Enfin, je tiens à remercier Elida, ma famille et tous mes amis de part et d'autre de l'Atlantique de m'avoir écouté, encouragé et de m'avoir permis de surmonter les moments les plus difficiles de ce projet.

RÉSUMÉ

Les réacteurs à eau pressurisée (REP) forment la filière de réacteurs nucléaires la plus répandue dans le monde. Ils permettent l'utilisation de combustibles variés tels que l'uranium enrichi ou le MOX¹ et utilisent comme modérateur l'eau légère qui joue alors aussi le rôle de caloporteur. Ces réacteurs font l'objet de différentes études physiques, d'un point de vue neutronique d'une part, et d'un point de vue thermohydraulique d'autre part. Chacune de ces disciplines a alors développé des modélisations diverses basées sur les équations de la physique qui ont ensuite été adaptées, par l'intermédiaire de méthodes numériques, dans des codes de calcul. C'est le cas notamment du code de neutronique Dragon-Donjon Version4 ou encore du code de thermohydraulique ARTHUR tous les deux développés par l'Institut de Génie Nucléaire (IGN) de l'École Polytechnique de Montréal. Aujourd'hui, la puissance de calcul disponible nous permet de développer des chaînes de calcul de plus en plus sophistiquées qui allient, pour une géométrie de discrétisation donnée, les codes de calcul existants en thermohydraulique et en physique des réacteurs (ou neutronique). On parle alors de *couplage multiphysique*.

C'est dans ce contexte que le laboratoire de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal a décidé de mettre en place un module de thermohydraulique 1-D² simplifié appelé *THM* dans son code de neutronique Dragon-Donjon Version4 afin de permettre une étude multiphysique des REP aussi bien en régime stationnaire qu'en régime transitoire. L'objet de ce mémoire est donc de rapporter l'ensemble des étapes de développement du module de thermohydraulique THM, implanté dans Donjon4 pour ensuite permettre le couplage avec les modules de neutronique du code existant.

Nous avons tout d'abord réalisé une première étude thermohydraulique monophasique en régime stationnaire. Nous avons émis différentes hypothèses simplificatrices et choisi une géométrie adaptée à l'étude de l'écoulement du caloporteur dans le réacteur et à la conduction thermique de la chaleur dans les crayons combustible. Grâce à des méthodes de différences finies classiques, nous avons discrétisé l'ensemble des équations du problème. Puis, nous nous sommes appuyés sur les tables de vapeur *Freesteam* et sur des corrélations diverses trouvées notamment dans la littérature en guise de relations de fermeture pour compléter notre algorithme thermohydraulique. Ce dernier a ensuite été traduit en langage Fortran77 et intégré

1. Mélange d'oxyde d'uranium et d'oxyde de plutonium.

2. À 1 dimension.

dans le code Donjon4. Nous avons ainsi pu confronter les résultats obtenus avec ceux d'un autre code de thermohydraulique : le code ARTHUR. En raison de différences de géométrie dans les deux codes, nous avons effectué des modifications mineures dans le code original ARTHUR afin d'obtenir des résultats pertinents lors de la phase de validation du module THM. Cette phase de validation a ainsi révélé une très bonne correspondance entre les résultats obtenus avec THM et les résultats de référence donnés par le code ARTHUR.

Ayant obtenu de bons résultats pour nos calculs en stationnaire, nous avons choisi d'étendre notre code existant pour lui permettre l'étude des régimes transitoires et ceci toujours pour des écoulements monophasiques dans le caloporteur. Nous avons alors revu et adapté certaines hypothèses formulées précédemment pour nos calculs en stationnaire (notamment notre hypothèse initiale de négliger les pertes de pression dans le caloporteur) et réécrit d'une part l'ensemble des équations de bilan dans le caloporteur, mais aussi tout le problème de conduction thermique en tenant maintenant compte dans chaque cas des variations temporelles de tous les paramètres étudiés. En utilisant la même géométrie de discrétisation et les mêmes méthodes de différences finies que celles en régime stationnaire, nous avons discrétisé l'ensemble du problème thermohydraulique en régime transitoire pour ensuite fermer notre algorithme à l'aide de nouvelles corrélations et de relations de fermeture déjà établies en régime stationnaire. L'ensemble de cette modélisation a ainsi pu être traduit en langage Fortran et ajouté au module THM existant pour lui permettre d'étudier des transitoires thermohydrauliques. À l'image de ce que nous avons fait précédemment, nous nous sommes de nouveau servi du code ARTHUR pour valider les résultats obtenus avec THM en régime transitoire par une analyse comparative des résultats obtenus lors de quatre scénarios thermohydrauliques pré-établis. Malgré une bonne pertinence des résultats obtenus avec THM vis-à-vis de la référence ARTHUR, nous avons aussi constaté l'insuffisance de notre modèle lorsque nous approchons la saturation du caloporteur.

Nous avons donc recherché dans la littérature un modèle simple pour rendre compte du phénomène de *sous-refroidissement* qui traduit la formation locale de bulles de vapeur à la surface des crayons combustible chauffés. Nous avons alors retenu la *corrélation de Jens & Lottes* et une version simplifiée du *modèle de Bowring* qui nous ont permis de déterminer la distribution du titre de l'écoulement, du taux de vide ainsi que de la densité du caloporteur dans chaque canal étudié. La reprise des calculs de validation effectués précédemment en régime transitoire a alors permis de conserver un bon degré de précision vis-à-vis de la référence donnée par le code ARTHUR. De plus, l'introduction de ce modèle destiné à l'étude du sous-refroidissement nous a aussi permis d'étendre notre étude au-delà de la saturation

du caloporteur pour des valeurs de titres thermodynamiques inférieures à 0,03 (ou 3%) pour lesquelles le modèle *partiellement diphasique* implémenté donne encore des résultats cohérents. Cependant, l’extension de notre simulation à des plages de titres de vapeur comprises entre 0 et 3% a nécessité de stabiliser notre algorithme thermohydraulique en forçant le flux massique à garder une valeur constante dans tout le canal et égale au flux imposé en entrée à chaque pas de temps.

Enfin, nous avons réalisé un couplage thermohydraulique complet entre le module THM, que nous venions de développer et de valider, et les autres modules de neutronique du code Donjon4. Nous avons construit une procédure en *langage CLE2000* pour appeler un par un l’ensemble des modules de Donjon4 pertinents pour notre étude y compris le module THM et ainsi réaliser une chaîne de calculs multiphysiques. Cette procédure comportait notamment un calcul initial en régime stationnaire afin de s’assurer de la criticité initiale du réacteur avant le déclenchement du transitoire thermohydraulique. Afin de donner une meilleure pertinence à notre étude, nous avons choisi d’étudier un transitoire multiphysique classique dans les REP : l’accident de rupture d’une tuyauterie de vapeur (RTV). Cet accident de réactivité a pour origine une brèche dans une des lignes de vapeur au secondaire du générateur de vapeur et va entraîner une diminution simultanée de la pression ainsi que de la température dans le circuit primaire et donc dans le cœur du réacteur. L’effet de surmodération en réactivité du caloporteur va alors entraîner une forte excursion de puissance qui va finalement aboutir à l’arrivée de la saturation dans le caloporteur. Étant donné que la modélisation proposée par le module THM ne permet pas de modéliser les écoulements diphasiques, notre simulation a donc pris fin dès que la saturation a été atteinte en un point de notre discrétisation dans le réacteur.

Toutefois, un schéma de calcul diphasique plus abouti serait requis pour permettre de valider les résultats obtenus avec ce couplage, mais aussi d’étudier cet accident avec plus de précision et sur une plage de temps (et donc de titre thermodynamique) plus importante. Ce schéma de calcul pourrait aussi inclure l’ajout de modélisations pour les circuits primaire et secondaire, la modélisation de l’injection de bore qui intervient à une étape clé du scénario et finalement, la modélisation de l’action des grappes de commande qui mettent fin à la réaction en chaîne.

ABSTRACT

Pressurized water reactors (PWR) are the most popular reactors in the world. They allow the use of various types of fuels such as enriched uranium or MOX³ fuels and use light water both as a moderator of the fission chain reaction and as a coolant. These reactors are studied from a neutronic perspective but also from a thermohydraulic perspective. Each of these disciplines developed its own models based on physical equations that were adapted in computer codes with the use of numerical methods. It's notably the case of the Dragon-Donjon code and the ARTHUR code both developed by the Nuclear Engineering Department of the *École Polytechnique de Montréal*. Today the computing power available with the impressive improvement of computer technologies allow to create more sophisticated physical calculations that combine existing neutronic and thermohydraulic codes with a same given geometry. We usually call them *multiphysics* calculations.

Following this momentum, the Nuclear Engineering Department of the École Polytechnique de Montréal decided to develop a simplified one-dimensional thermohydraulic module, named *THM*, in its Dragon-Donjon code to allow a multiphysics study of PWR both in steady-state and in transient conditions. The purpose of this work is to describe all the steps that led to the development of this thermohydraulic module, wholly integrated in Donjon4, and to make possible a multiphysics coupling between THM and the neutronic modules of the existing code.

First, we made a thermohydraulic monophasic study in steady-state conditions. We made different simplifying assumptions and we chose a geometry that fit the behaviour of the coolant flow in the reactor as well as the heat conduction phenomena in the fuel rods. With the use of several conventional finite difference methods, we discretized all the equations of the thermohydraulic system. Next we added the open source steam tables *Freesteam* and we used various correlations we found in the literature to build a complete thermohydraulic algorithm. This whole algorithm was then implemented in Fortran77 and incorporated in the Donjon4 code. We could therefore compare the results given by the THM module with the results given by another thermohydraulic code : the ARTHUR code. However, because of important differences within the two codes especially concerning the geometry, we had to make minor changes in the ARTHUR code to get a better relevance for the validation of the results. The comparison of the results showed a good correlation between the values obtained

3. Mixed OXides.

with THM and the reference for these values given by ARTHUR.

Secondly, we chose to extend our existing code to be able to study the transient thermohydraulic phenomena in the PWRs while sticking to a monophasic model for the coolant flow. We revised our former assumptions made during the steady-state study and rewrote not only all the flow conservation equations but also the whole conduction equations system by taking into account all the temporal variations of the studied parameters as well as the pressure loss in the coolant. With the use of the same discretisation and the same finite difference methods as the ones we used during the steady-state study, we discretized the whole thermohydraulic system and added some new correlations to the existing ones to build a complete thermohydraulic algorithm in transient conditions. Similarly as what we did before, we implemented the whole algorithm and integrate it to the existing THM module. Finally, we used the ARTHUR code as reference to make a comparative study of the results given by the two codes in transient conditions. This comparative study was divided into four different thermohydraulic scenarios based on temporal variations of the inlet or outlet parameters of the fluid (inlet temperature, outlet pressure, inlet speed i.e. inlet mass flow rate). Despite a very good relevance of the results given by THM compared to the results given by ARTHUR, we noticed the deficiency of the THM module when we approach the saturation of the coolant.

That's why we searched in the thermohydraulic literature a simple model to study the *subcooled boiling phenomenon* that occurs when small vapour bubbles appear at the outer surface of the heated fuel rods. We chose to implement the *Jens & Lottes* correlation and a simplified version of the *Bowring's model* which allowed us to determine the distribution of the steam flow quality, the void fraction and the density of the coolant in each channel. Then we resumed our former transient study. We not only noticed an even better relevance of the results given by THM close to the saturation barrier but we could also now extend our thermohydraulic study of the system beyond the saturation barrier with values of thermodynamic steam qualities not exceeding 0,03 (3%) which roughly represent the limit of the validity of our subcooled boiling model. However, the extension of the study beyond the saturation frontier was only made possible when we stabilize the thermohydraulic algorithm by compelling the mass flow rate to keep the same value all along the channel (equal to the inlet flow rate) during the entire transient simulation.

The final step of our work consisted in coupling the thermohydraulic module THM with the neutronic modules of Donjon4 by building a *CLE2000* procedure that will call all the modules one after the other. This procedure was initialized by a steady-state calculation

to make sure the reactor is as close to criticality as possible. To make the simulation more realistic, we chose to study a typical accident that occurs in PWRs: a secondary steam line break. This criticality accident corresponds to a break that occurs in one of the secondary steam lines which then leads to a progressive and simultaneous decrease of the pressure and the temperature of the coolant in the primary loop. These changes in the thermohydraulic parameters of the coolant will increase the power in the reactor, which will end up with the saturation of the fluid. As the THM module is meant to study only single-phase flows, the simulation of the accident will therefore stop when saturation is reached somewhere in the reactor.

Yet, the use of a more sophisticated and diphasic thermohydraulic code and the addition of a thermohydraulic model for the primary and secondary loops appear necessary to study more precisely the accident but could also confirm the validity of the results obtained during our multiphysics simulation.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	viii
TABLE DES MATIÈRES	xi
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES ANNEXES	xviii
LISTE DES NOTATIONS, DES SYMBOLES ET DES ABBRÉVIATIONS UTILISÉS	xix
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 ÉTUDE EN RÉGIME PERMANENT	3
2.1 Hypothèses et simplifications	3
2.1.1 Transferts de masse entre canaux voisins négligés	3
2.1.2 Variations de pression négligées	4
2.1.3 Conditions aux frontières fixées en entrée du réacteur	4
2.1.4 Conduction de chaleur radiale et distribution de puissance uniforme . .	4
2.1.5 Variations seulement axiales des paramètres d'écoulement et variations exclusivement radiales de la température dans le combustible	5
2.2 Énoncé des équations constitutives	5
2.2.1 Étude théorique de l'écoulement monophasique	6
2.2.2 Étude théorique des phénomènes de conduction thermique	10
2.3 Structure de l'algorithme thermohydraulique dans THM	23
2.4 Validation des calculs en stationnaire avec ARTHUR	26
2.4.1 Comparaison des algorithmes THM et ARTHUR	26
2.4.2 Hypothèses du scénario de validation	28
2.4.3 Résultats et interprétations	30

CHAPITRE 3	ÉTUDE EN RÉGIME TRANSITOIRE	36
3.1	Hypothèses prises pour l'étude en transitoire	36
3.2	Étude théorique de l'écoulement monophasique en transitoire	37
3.2.1	Géométrie de discrétisation du canal	38
3.2.2	Bilan de masse	40
3.2.3	Bilan de quantité de mouvement	41
3.2.4	Bilan d'énergie	43
3.3	Structure de l'algorithme thermohydraulique dans THM	45
3.4	Validation des calculs en transitoire avec ARTHUR	48
3.4.1	Comparaison des algorithmes ARTHUR - THM	48
3.4.2	Hypothèses et scénarios de validation	51
3.4.3	Résultats et interprétations	52
CHAPITRE 4	ÉTUDE DU RÉGIME D'ÉBULLITION NUCLÉÉE SOUS-REFROIDIE	63
4.1	Origine et description du phénomène	63
4.2	Étude théorique de l'ébullition sous-saturée	66
4.2.1	Détection du début de l'ébullition sous-refroidie : La corrélation de Jens & Lottes	68
4.3	Détermination du titre de l'écoulement et du taux de vide : Le modèle de Bowring	68
4.4	Résultats et interprétation	72
CHAPITRE 5	COUPLAGE MULTIPHYSIQUE ET APPLICATION À L'ÉTUDE D'UN SCÉNARIO ACCIDENTEL	78
5.1	Rappels sur la neutronique	78
5.2	Description du couplage multiphysique et de l'intégration de THM dans Donjon4	78
5.3	Application du couplage à l'étude des RTV	82
5.3.1	Description des RTV	82
5.3.2	Hypothèses retenues pour la simulation du RTV	86
5.3.3	Résultats obtenus et interprétations	88
CHAPITRE 6	DISCUSSION ET CONCLUSION	99
6.1	Synthèse des travaux	99
6.2	Limites de l'étude et pistes d'améliorations	101
RÉFÉRENCES		103
ANNEXES		107

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Expression des variables Ψ, S_Ψ et $\overline{J_\Psi}$ pour les trois équations de bilan d'un écoulement monophasique.	7
Tableau 2.2	Comparaison des codes THM et ARTHUR pour la validation en régime stationnaire.	27
Tableau 2.3	Tableau des valeurs prises par les paramètres de conditions aux frontières du caloporteur en entrée et en sortie lors de la phase de validation en régime stationnaire.	29
Tableau 2.4	Synthèse des calculs d'écarts maximaux effectués lors de la phase de validation en stationnaire.	35
Tableau 3.1	Tableau des notations pour les variables thermohydrauliques discrétisées dans le canal.	39
Tableau 3.2	Comparaison des codes THM et ARTHUR pour la validation en régime transitoire.	49
Tableau 3.3	Tableau de synthèse des scénarios transitoires choisis pour la validation de THM avec ARTHUR.	51
Tableau 3.4	Synthèse des calculs d'écarts effectués lors de la validation en transitoire.	62
Tableau 4.1	Synthèse des calculs d'écarts effectués lors de la phase de validation du scénario transitoire 3 avec et sans prise en compte du sous-refroidissement.	77
Tableau B.1	Coefficients correctifs en température pour le calcul de la densité du combustible nucléaire.	110
Tableau B.2	Coefficients correctifs en température pour le calcul de la capacité thermique massique des oxydes de combustible.	112
Tableau G.1	Tableau explicatif du rôle respectif de chacune des routines Fortran appelées par le module THM de Donjon4.	126

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Schéma simplifié de la géométrie d'un crayon combustible.	10
Figure 2.2	Discrétisation adoptée pour le crayon combustible.	12
Figure 2.3	Schéma 1-D de la discrétisation du crayon combustible.	12
Figure 2.4	Schéma 1-D de la discrétisation de la gaine.	13
Figure 2.5	Organisation des calculs thermohydrauliques en régime stationnaire dans le module THM.	25
Figure 2.6	Position des canaux dans le réacteur pour la phase de validation de THM.	29
Figure 2.7	Distribution de la puissance dans les trois canaux réels pris pour la validation des calculs thermohydrauliques avec THM.	30
Figure 2.8	Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 2. . . .	31
Figure 2.9	Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 1. . . .	33
Figure 2.10	Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 3. . . .	34
Figure 3.1	Structure de discrétisation 1-D des canaux.	38
Figure 3.2	Organisation des calculs thermohydrauliques en régime transitoire dans le module THM.	47
Figure 3.3	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 1 : diminution de la pression de sortie du caloporteur.	53
Figure 3.4	Diagramme pression - enthalpie de l'eau.	54
Figure 3.5	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 2 : diminution du flux massique du caloporteur en entrée.	56
Figure 3.6	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 : augmentation de la température du caloporteur en entrée.	58
Figure 3.7	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 4 : diminution de la température du caloporteur en entrée.	60
Figure 4.1	Schéma illustrant des différentes étapes du passage de l'eau à l'état liquide pur à la vapeur pure lors de son écoulement dans une canalisation aux parois chauffées (Rousseau, 1995).	64
Figure 4.2	Schéma illustratif des différentes sous étapes du sous-refroidissement dans un canal vertical chauffé (Collier, 1981).	65
Figure 4.3	Graphe des températures, des titres massiques en vapeur et du taux de vide en régime monophasique, en ébullition sous-refroidie et en ébullition saturée (Tapucu, 2009).	67

Figure 4.4	Organisation des calculs thermohydrauliques en régime transitoire avec introduction d'un modèle de sous-refroidissement dans le module THM.	71
Figure 4.5	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 sans sous-refroidissement.	73
Figure 4.6	Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 avec sous-refroidissement.	74
Figure 4.7	Courbes du titre de vapeur et du taux de vide de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 avec sous-refroidissement.	75
Figure 5.1	Représentation schématique de la chaîne multiphysique utilisée pour les calculs couplés dans Donjon4.	79
Figure 5.2	Représentation d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en amont de la vanne d'isolement vapeur (Poinot-Salanon, 2011).	83
Figure 5.3	Représentation schématique d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en amont du barillet vapeur (Electricité De France, 1985).	84
Figure 5.4	Représentation schématique d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en aval du barillet vapeur (Electricité De France, 1985).	84
Figure 5.5	Courbes de la perturbation thermohydraulique en pression imposée en sortie et en température imposée en entrée du réacteur pour la simulation d'un transitoire de type RTV.	87
Figure 5.6	Courbe de l'évolution temporelle de la puissance totale du réacteur pendant le transitoire de type RTV.	89
Figure 5.7	Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du combustible pendant le transitoire de type RTV.	89
Figure 5.8	Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du caloporteur pendant le transitoire de type RTV.	90
Figure 5.9	Courbe de l'évolution temporelle de la densité moyenne du caloporteur pendant le transitoire de type RTV.	90
Figure 5.10	Courbes de l'évolution temporelle des sections efficaces macroscopiques de fission et d'absorption de chaque groupe de neutrons pendant le transitoire de type RTV.	91
Figure 5.11	Courbe de l'évolution temporelle de la puissance totale du réacteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.	93

Figure 5.12	Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du combustible pendant les premiers instants du transitoire de type RTV. . . .	93
Figure 5.13	Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du caloporteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV. . . .	94
Figure 5.14	Courbe de l'évolution temporelle de la densité moyenne du caloporteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.	94
Figure 5.15	Courbes de l'évolution temporelle de la réactivité statique moyenne dans le réacteur vis-à-vis des trois paramètres thermohydrauliques de contre-réaction lors du transitoire de type RTV.	95
Figure 5.16	Courbes de l'évolution du coefficient K_{eff} en fonction des valeurs prises par les trois paramètres thermohydrauliques de contre-réaction lors du transitoire de type RTV.	96
Figure A.1	Schéma représentatif de l'ensemble des composants du circuit primaire situés sous le dôme d'un réacteur nucléaire de type REP900 (tiré et adapté de (Editions Larousse, 2012)).	108
Figure A.2	Schéma en coupe du cœur d'un réacteur nucléaire de type REP900. . .	109
Figure A.3	Schéma récapitulatif de la composition d'un assemblage combustible et d'un crayon combustible dans un REP900 (tiré et adapté de (Editions Larousse, 2012)).	109
Figure B.1	Graphe de l'évolution de la densité du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium. . .	111
Figure B.2	Graphe de l'évolution de la capacité thermique massique du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium.	112
Figure B.3	Graphe de l'évolution de l'énergie interne du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium.	113
Figure C.1	Graphe de l'évolution de la densité de la gaine en fonction de la température.	115
Figure C.2	Graphe de l'évolution de la capacité thermique massique de la gaine en fonction de la température.	116
Figure C.3	Graphe de l'évolution de l'énergie interne de la gaine en fonction de la température.	116
Figure C.4	Graphe de l'évolution de la conductivité thermique de la gaine en fonction de la température.	117

Figure F.1	Graphe de l'évolution du coefficient de frottement de la phase liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.	123
Figure F.2	Graphes de l'évolution du facteur correctif Φ_{l0}^2 en fonction du titre massique de vapeur X_{flo} pour différentes valeurs de pression typiques dans un REP.	124
Figure G.1	Organigramme de l'architecture du module THM ainsi que de l'ensemble des routines Fortran appelées en stationnaire et en transitoire. .	125

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Rappels sur la géométrie et le fonctionnement des réacteurs REP900	107
Annexe B	Propriétés thermophysiques relatives au combustible nucléaire	110
Annexe C	Propriétés thermophysiques relatives à la gaine en zircaloy	114
Annexe D	Calcul de la température au centre du crayon combustible	118
Annexe E	Calcul des coefficients de transfert thermique	120
Annexe F	Modèle de Müller-Steinhagen	122
Annexe G	Architecture du module THM et rôles des routines Fortran	125
Annexe H	Procédures CLE2000 utilisées pour les calculs multiphysiques avec Don- jon4	129

LISTE DES NOTATIONS, DES SYMBOLES ET DES ABBRÉVIATIONS UTILISÉS

Variables spatiales, géométriques et temporelles

r	Coordonnée radiale par rapport au centre du crayon de combustible
z	Coordonnée axiale dans le canal par rapport à l'extrémité inférieure du réacteur
r_f	Rayon de la pastille de combustible (en m). Dans tout le mémoire, nous prendrons $r_f = 4,0950 \cdot 10^{-3}$ m
r_{Gin}	Rayon intérieur de la gaine de combustible (en m). Dans tout le mémoire, nous prendrons $r_{Gin} = 4,18 \cdot 10^{-3}$ m.
r_{Gex}	Rayon extérieur de la gaine de combustible (en m). Dans tout le mémoire, nous prendrons $r_{Gex} = 4,75 \cdot 10^{-3}$ m.
N_{FD}	Nombre de points de discrétisation dans le volume de combustible de chaque crayon. Dans tout le mémoire, nous prendrons $N_{FD} = 5$.
N_{DTOT}	Nombre total de points de discrétisation dans l'ensemble du crayon combustible en tenant compte de l'interstice (gap) et de la gaine. Dans tout le mémoire, nous prendrons $N_{DTOT} = 10$.
N_{GD}	Nombre d'anneaux pour la discrétisation de la gaine. Ce nombre est défini mathématiquement de la manière suivante :

$$N_{GD} = N_{DTOT} - N_{FD} - 2 \quad (1)$$

N_{FU}	Nombre de crayons combustible dans chaque assemblage combustible. Dans tout le mémoire, nous prendrons $N_{FU} = 264$.
r_{TG}	Rayon extérieur des tubes guide (en m). Dans tout le mémoire, nous prendrons $r_{TG} = 6,025 \cdot 10^{-3}$ m.
N_{TG}	Nombre de tubes guide dans chaque assemblage combustible. Dans tout le mémoire, nous prendrons $N_{TG} = 25$.
H_z	Hauteur (selon direction axiale z) d'une zone de discrétisation d'un assemblage combustible (ou canal) (en m). Dans tout le mémoire, nous prendrons $H_z = 0,215$ m

N_z	Nombre de points de discrétisation axiale présents dans un assemblage combustible en tenant compte des réflecteurs axiaux. Dans tout le mémoire, nous prendrons $N_z = 31$
L	Hauteur (selon direction axiale z) totale du d'un canal ou d'un assemblage combustible (en m). Avec les notations introduites précédemment, on en déduit donc la relation suivante :

$$L = N_z \cdot H_z = 31 \cdot 0,215 = 6,67 \text{ m} \quad (2)$$

A_T	Aire totale d'une section d'un assemblage combustible (en m^2). Dans tout le mémoire, nous prendrons $A_T = 4,6242 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$.
dV	Volume associé à un volume de contrôle d'un assemblage combustible (portion de canal) (en m^3).
A_C	Surface de passage du fluide caloporteur dans un volume de contrôle d'un assemblage combustible (en m^2) :

$$A_C = A_T - N_{FU} \cdot \pi r_{Gex}^2 - N_{TG} \cdot \pi r_{TG}^2 = 2,47 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \quad (3)$$

dA_f	Pas élémentaire d'aire <i>dans le combustible</i> utilisé pour la discrétisation spatiale avec la méthode des différences finies appliquée à l'équation de conduction (en m^2)
dA_g	Pas élémentaire d'aire <i>dans la gaine</i> utilisé pour la discrétisation spatiale avec la méthode des différences finies appliquée à l'équation de conduction (en m^2)
τ	Temps (en s)
$\Delta\tau$	Pas de temps utilisé pour la discrétisation temporelle avec la méthode de différences finies en régime transitoire (en s)

Variables thermohydrauliques et physiques

T	Champ de température (en K)
p	Champ de pression (en Pa)
h	Enthalpie massique du fluide caloporteur (en J/kg)
v	Vitesse du caloporteur en écoulement monophasique (en m/s)

u	Énergie interne massique du fluide caloporteur (en J/kg)
ρ_c	Densité ou masse volumique du fluide caloporteur (en kg/m^3)
μ_c	Viscosité dynamique du fluide caloporteur (en $Pa.s$ ou $kg/m/s$)
G	Flux massique du fluide caloporteur (en $kg/m^2/s$). On l'écrit de la façon suivante :

$$G = \rho_c \cdot v \quad (4)$$

T_{sat}	Température de saturation du fluide caloporteur (en K)
X_{th}	Titre thermodynamique associé à l'écoulement du caloporteur (sans unités)
X_{flo}	Titre de l'écoulement associé à l'écoulement du caloporteur (sans unités)
ϵ	Taux de vide associé à l'écoulement du caloporteur (sans unités)
h_V	Enthalpie massique de la vapeur saturée (en J/kg)
h_L	Enthalpie massique du liquide saturé (en J/kg)
h_{LV}	Enthalpie massique de vaporisation de l'eau (ou du caloporteur) (en J/kg). On l'écrit de la façon suivante :

$$h_{LV} = h_V - h_L \quad (5)$$

v_V	Vitesse d'écoulement de la phase vapeur dans le réacteur (en m/s)
ρ_V	Densité ou masse volumique de la vapeur saturée (en kg/m^3)
μ_V	Viscosité dynamique de la vapeur saturée (en $Pa.s$ ou $kg/m/s$)
v_L	Vitesse d'écoulement de la phase liquide dans le réacteur (en m/s)
ρ_L	Densité ou masse volumique du liquide saturé (en kg/m^3)
μ_L	Viscosité dynamique du liquide saturé (en $Pa.s$ ou $kg/m/s$)
S	Taux de glissement. On le définit comme le ratio de la vitesse de la phase gazeuse par rapport à la vitesse de la phase liquide :

$$S = \frac{v_V}{v_L} \quad (6)$$

\dot{m}_V Débit massique de la phase vapeur (en kg/s). On l'écrit de la façon suivante :

$$\dot{m}_V = \rho_V \cdot v_V \cdot A_V = \rho_V \cdot v_V \cdot \epsilon \cdot A_C \quad (7)$$

\dot{m}_L Débit massique de la phase liquide (en kg/s). On l'écrit de la façon suivante :

$$\dot{m}_L = \rho_L \cdot v_L \cdot A_L = \rho_L \cdot v_L \cdot (1 - \epsilon) \cdot A_C \quad (8)$$

T_C Température moyenne du caloporteur (en K)

T_P Température de la surface extérieure de la gaine (en K)

θ Écart de température entre la température de saturation du caloporteur⁴ et la température locale du caloporteur (en K). On l'écrit donc de la façon suivante :

$$\theta = T_{sat}(p) - T_C \quad (9)$$

θ_{onb} Écart de température entre la température de saturation du caloporteur et la température locale du caloporteur lorsque s'établit un régime d'ébullition sous-refroidie pour le caloporteur (en K)

z_{onb} Position (dans le canal) lorsque s'établit un régime d'ébullition sous-refroidie pour le caloporteur (en K)

ΔT_{sat} Écart de température entre la température extérieure locale de la gaine et la température de saturation du caloporteur au début du régime d'ébullition sous-refroidie du caloporteur (en K). On parle alors de surchauffe et on la définit mathématiquement de la façon suivante :

$$\Delta T_{sat} = T_P - T_{sat}(p) \quad (10)$$

θ_d Écart de température entre la température de saturation du caloporteur et la température locale du caloporteur lors du détachement de la première bulle de vapeur (en K)

z_d Position du caloporteur dans le canal lors du détachement de la première bulle de vapeur (en m)

4. La température de saturation est une fonction de la pression uniquement.

i_d	Indice spatial ($1 \leq i_d \leq N_z$) du volume de contrôle dans le canal où se produit le détachement de la première bulle de vapeur
z_{sat}	Position du caloporteur dans le canal lorsque ce dernier atteint la température de saturation (en m)
z_{eq}	Position du caloporteur dans le canal lorsque les courbes du titre thermodynamique et du titre de l'écoulement se croisent (en m)
v_{en}	Vitesse d'entrée du fluide caloporteur dans le canal (en m/s). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $v_{en} = 4,85 m/s$
G_{en}	Flux massique du fluide caloporteur en entrée d'un canal (ou d'un assemblage combustible) (en $kg/m^2/s$). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $G_{en} = 3639,10 kg/m^2/s$
p_{out}	Pression du fluide caloporteur en sortie du réacteur (en Pa). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $p_{out} = 155 \cdot 10^5 Pa$
T_{Cen}	Température du fluide caloporteur en entrée du réacteur (en K). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $T_{Cen} = 560,95 K$
h_{en}	Enthalpie massique du fluide caloporteur en entrée du réacteur (en J/kg). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $h_{en} = 1272,68 \cdot 10^3 J/kg$
ρ_{cen}	Densité (ou masse volumique) du fluide caloporteur en entrée du réacteur (en kg/m^3). Dans tout le mémoire, on prendra par défaut $\rho_{cen} = 750,6 kg.m^{-3}$
h_C	Coefficient de transfert thermique par convection entre le fluide caloporteur et la gaine (en $W/m^2/K$)
T_f	Température moyenne du combustible utilisée pour le couplage avec la neutronique (en K)
T_{f0}	Température approximative au centre de la pastille de combustible (en K)
h_{gap}	Coefficient de transfert de chaleur dans le gap (interstice) entre la gaine et le combustible (en $W/m^2/K$)
k_f	Coefficient de conductivité thermique du combustible (en $W/m/K$)
k_g	Coefficient de conductivité thermique de la gaine en zircaloy (en $W/m/K$)
k_c	Coefficient de conductivité thermique du fluide caloporteur (en $W/m/K$)

x_{Pu}	Fraction (ou pourcentage) massique de plutonium (sous la forme de PuO_2) dans le combustible nucléaire. Dans tout le mémoire, on prendra $x_{Pu} = 0,00$.
x_{por}	Porosité du combustible nucléaire. Dans tout le mémoire, on prendra $x_{por} = 0,05$.
ρ_U	Densité (ou masse volumique) de l'oxyde d'uranium (en kg/m^3)
ρ_{Pu}	Densité (ou masse volumique) de l'oxyde de Plutonium (en kg/m^3)
ρ_f	Densité (ou masse volumique) du combustible nucléaire (en kg/m^3)
C_f	Capacité thermique massique du combustible nucléaire (en $J/K/kg$)
C_g	Capacité thermique massique de la gaine en zircaloy (en $J/K/kg$)
ρ_g	Densité (ou masse volumique) de la gaine en zircaloy (en kg/m^3)
C_c	Capacité thermique massique du caloporteur (eau liquide) (en $J/K/kg$)
g	Constante de gravitation universelle. Dans tout le mémoire, on prendra $g = 9,81m/s^2$
Φ_{th}	Flux de chaleur sortant (en W/m^2)
P_{ch}	Périmètre chauffé dans un assemblage combustible (en m) :

$$P_{ch} = N_{FU} \cdot 2\pi r_{Gex} = 7,8791 \text{ m} \quad (11)$$

P_m	Périmètre mouillé ⁵ dans un assemblage combustible (en m) :
-------	---

$$P_m = N_{FU} \cdot 2\pi r_{Gex} + N_{TG} \cdot 2\pi r_{TG} = 8,8255 \text{ m} \quad (12)$$

D_H	Diamètre hydraulique associé à l'écoulement du fluide caloporteur dans chaque canal (en m) :
-------	---

$$D_H = 4 \cdot \frac{A_C}{P_m} = 1,12 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad (13)$$

F_P	Fraction de puissance émise directement dans le volume de combustible (Dans ce mémoire : $F_P = 0,974$)
P_W	Puissance thermique totale issue de la fission (en W)

5. Somme cumulée de tous les périmètres des tubes (crayons combustible et tubes-guides) de l'assemblage combustible en contact direct avec le fluide caloporteur.

Q_F Chaleur volumique dégagée directement dans le volume de combustible (en W/m^3) :

$$Q_F = P_W \cdot \frac{F_P}{dV} \cdot \frac{A_T}{N_{FU} \pi r_C^2} = 3,238 \cdot \frac{P_W}{dV} \quad (14)$$

Q_C Chaleur volumique dégagée directement dans le volume de caloporteur (en W/m^3) :

$$Q_C = P_W \cdot \frac{(1 - F_P)}{dV} \cdot \frac{A_T}{A_C} = 0,0487 \cdot \frac{P_W}{dV} \quad (15)$$

$F_{z,fric}$ Résultante des pertes de pression dues au frottement (en $kg/m^2/s^2$)
 f Coefficient de frottement entre la gaine et le fluide caloporteur (sans unités)

Re Nombre de Reynolds associé à l'écoulement du fluide caloporteur (sans unité). Dans le cas de l'écoulement du caloporteur étudié, sa formule est la suivante :

$$Re = \frac{G \cdot D_H}{\mu_c} \quad (16)$$

Pr Nombre de Prandtl associé à l'écoulement du fluide caloporteur (sans unité). Dans le cas de l'écoulement du caloporteur étudié, sa formule est la suivante :

$$Pr = \frac{C_c \cdot \mu_c}{k_c} \quad (17)$$

Nu Nombre de Nusselt associé à l'écoulement du fluide caloporteur (sans unité). Dans le cas de l'écoulement du caloporteur étudié, sa formule est la suivante :

$$Nu = \frac{D_H \cdot h_C}{k_c} \quad (18)$$

Φ_{l0}^2 Facteur correctif de la formule de Müller-Steinhagen en monophasique pour l'évaluation des efforts de frottement entre la paroi solide et le caloporteur en régime diphasique partiel (voir l'annexe F pour plus de détails). Mathématiquement, on le définit comme suit :

$$\Phi_{l0}^2 = \frac{1 + X_{flo} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1 \right)}{\left[1 + X_{flo} \cdot \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} - 1 \right) \right]^{0,25}} \quad (19)$$

Acronymes et abréviations utilisés

<i>ARTHUR</i>	Advanced Routines of Thermo-Hydraulic for Unsteady-state Reactors
<i>CANDU</i>	CANada Deuterium Uranium
<i>CEA</i>	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
<i>EACL</i>	Energie Atomique du Canada Limitée
<i>EDF</i>	Electricité De France
<i>HEMERA</i>	Highly Evolutionary Methods for Extensive Reactor Analyses
<i>IGN</i>	Institut de Génie Nucléaire
<i>IRSN</i>	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
<i>MOX</i>	Mixed OXydes
<i>REB</i>	Réacteur à Eau Bouillante
<i>REP</i>	Réacteur à Eau Pressurisée
<i>RIA</i>	Reactivity-Initiated Accident
<i>RTV</i>	Rupture d'une Tuyauterie de Vapeur
<i>THM</i>	Thermo-Hydraulic Module

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'étude et la conception des réacteurs nucléaires modernes se décompose en une multitude de disciplines dont trois jouent un rôle fondamental : La *neutronique* (ou physique des réacteurs), la *thermohydraulique* et la *thermomécanique*. La neutronique est l'étude du cheminement des neutrons dans les réacteurs et des réactions qu'ils y induisent, en particulier la génération de puissance par la fission de noyaux d'atomes lourds. La thermohydraulique est la partie qui étudie d'une part l'écoulement du fluide caloporteur en prenant en compte les effets de la température et d'autre part la conduction thermique dans les crayons qui contiennent le combustible nucléaire. Enfin, la thermomécanique détermine les propriétés mécaniques (conductivité thermique) et étudie le comportement (déformation, dilatation, torsion, fusion,...) des matériaux du cœur du réacteur nucléaire en fonction des conditions de température ou encore du burnup¹ et du degré de corrosion. De nombreux projets alliant plusieurs de ces trois disciplines ont ainsi vu le jour durant les dernières années, portés par le souhait de construire des chaînes de calculs étudiant avec une meilleure précision le comportement des réacteurs nucléaires et ce à des fins d'optimisation du fonctionnement des centrales ou encore de sûreté nucléaire.

C'est notamment le cas du projet *HEMERA* (Dubois *et al.*, 2007) réalisé par l'IRSN en étroite collaboration avec le CEA afin d'étudier des accidents de réactivité de type RTV ou RIA (accident d'éjection de grappe) dans les réacteurs à eau pressurisée. La chaîne de calculs HEMERA se compose du code 3-D² neutronique *CRONOS2* qui résout l'équation de diffusion neutronique en s'appuyant sur un calcul préliminaire de bibliothèque de sections efficaces réalisé par le code APOLLO2 (développé par le CEA et EDF), du code 3-D de thermohydraulique FLICA4, dédié aux calculs d'écoulements diphasiques pour des régimes aussi bien stationnaires que transitoires, pour rendre compte du comportement thermohydraulique du cœur du réacteur ainsi que du code *CATHARE2* (développé conjointement par le CEA, l'IRSN, EDF et AREVA-NP) pour une modélisation 1-D³ thermohydraulique des circuits primaire et secondaire. Ce projet HEMERA était dans la continuité de travaux existants au CEA qui concernaient le couplage neutronique-thermohydraulique entre FLICA4 et

1. Le burnup est la donnée du taux de combustion dans un réacteur nucléaire.

2. À 3 dimensions.

3. À 1 dimension.

APOLLO2 pour les REB ou encore le couplage entre *TRIPOLI* et FLICA4 pour les REP (Poinot-Salanon, 2011). Plus récemment, le CEA a lancé le projet *CORPUS* (Le Pallec, 2013) qui s'appuie sur le même couplage neutronique-thermohydraulique entre FLICA4 et CRO-NOS2 (alimenté en amont par APOLLO2 avec un basculement progressif vers APOLLO3) mais qui étend son étude à l'ensemble des réacteurs à eau légère. Enfin, des travaux sur le couplage thermohydraulique-thermomécanique ont aussi vu le jour tout comme le projet d'EDF de coupler le code de thermohydraulique 3-D THYC avec le code de thermomécanique *CYRANO3* pour les calculs de REP (Marguet, 1997).

C'est donc dans la lignée de ces projets dits multiphysiques que cette maîtrise a vu le jour, motivée par la volonté de mettre en place un outil de calcul thermohydraulique 1-D simplifié dans le code Dragon/Donjon Version4 distribué par l'IGN de l'École Polytechnique de Montréal dans le but d'étudier le fonctionnement normal d'un réacteur en régime stationnaire ou pour fournir une approximation d'un comportement accidentel en régime transitoire. Le module de calcul ainsi développé, appelé *THM*, et bâti autour des tables de vapeur *Freesteam* (Pye, 2013), a pour but de déterminer une carte de l'état thermodynamique et de l'écoulement monophasique dans le réacteur nucléaire, aussi bien en *régime stationnaire* qu'en *régime transitoire*. Contrairement au code *ARTHUR* (Fassi Fehri, 2008) aussi développé par l'IGN, le module THM ne permet pas, à ce jour, l'étude des réacteurs à eau lourde de type CANDU. Cependant, il reprend les mêmes équations physiques et thermohydrauliques pour réaliser un calcul alliant simplicité, précision et rapidité. Le module permet alors de donner des résultats pertinents pour les réacteurs de type REP pour lesquels l'écoulement est quasi exclusivement monophasique, à l'exception de certains scénarios accidentels pour lesquels un code diphasique est requis.

Le projet a donc comporté plusieurs volets que nous avons regroupés dans les divers chapitres de ce mémoire. Dans un premier temps, nous allons expliquer les différentes étapes, depuis la réécriture des équations de bilan et de la conduction thermique jusqu'à la vérification et la validation des résultats, qui ont conduit à mettre au point un code de calculs thermohydraulique fonctionnant en régime stationnaire. Puis, nous allons détailler, avec une démarche similaire, les travaux qui nous ont amenés à étendre le code existant à l'étude en transitoire en conservant toutefois la même géométrie de calcul. Enfin, nous nous intéresserons à la mise en place du couplage neutronique-thermohydraulique dans le code Donjon4 pour l'étude d'un accident de réactivité dans un REP : La rupture d'une tuyauterie de vapeur ou RTV.

CHAPITRE 2

ÉTUDE EN RÉGIME PERMANENT

Le module de calculs thermohydrauliques THM se base sur des équations de bilan pour la partie écoulement et sur l'équation de la conduction et la conservation du flux thermique pour la partie conduction. Étant donnée la complexité de la géométrie des cœurs de réacteurs à eau pressurisée et des mécanismes physiques qui y ont lieu, nous avons dû faire plusieurs hypothèses simplificatrices qui seront présentées dans le paragraphe ci-dessous. Par ailleurs, l'annexe A détaille et rappelle la géométrie et le fonctionnement général des REP sur lesquels nous nous appuierons pour toute l'étude qui va suivre.

2.1 Hypothèses et simplifications

Le module THM repose sur une modélisation thermohydraulique 1-D simplifiée d'un cœur de REP. Ainsi, aucune modélisation thermohydraulique des circuits primaire ni secondaire n'est faite. Par ailleurs, comme nous l'avons évoqué dans la partie introductive de ce rapport, les calculs de paramètres du caloporteur sont établis autour des tables de vapeur open source Freesteam utilisant la norme IAPWS-IF97 (Wagner *et al.*, 1998).

2.1.1 Transferts de masse entre canaux voisins négligés

La cuve d'un réacteur nucléaire à eau pressurisée est décomposée « virtuellement » en plusieurs canaux, chaque canal représentant un des 157 assemblages combustible du cœur du réacteur. Cependant, en toute rigueur, il n'existe aucune séparation entre chacun de ces canaux ce qui donne libre cours à d'éventuels transferts de masse de fluide entre des canaux voisins. Dans le module THM, nous avons choisi de négliger ce phénomène de transfert de masse entre canaux voisins et de considérer tous les canaux indépendants afin de limiter la complexité du modèle. Ainsi, tous les calculs de bilan seront faits séparément *canal par canal* avec une décomposition axiale où chaque zone considérée représente une section d'un assemblage combustible de 264 crayons combustible et de 25 tubes guides (réseau 17x17). En régime stationnaire, le flux massique G (ainsi que le débit massique) se conservera dans tout le canal et sera égal au flux massique G_{en} en entrée soit $3639,10 \text{ kg/m}^2/\text{s}$.

2.1.2 Variations de pression négligées

Dans la même optique, nous avons aussi choisi de ne pas tenir compte des variations de pression à l'intérieur du réacteur nucléaire, qu'elles soient dues au frottement entre le caloporteur et la paroi des tubes de l'assemblage combustible ou encore à la simple pesanteur. En effet, le fluide caloporteur étant dans un état monophasique liquide quasi incompressible dans tout le réacteur lors de l'étude en régime stationnaire, la perte de charge dans le caloporteur devient alors négligeable si on la compare à la pression d'opération des REP¹. Nous verrons plus tard lors de l'étude en régime transitoire que cette hypothèse simplificatrice ne peut plus être utilisée dans le cas où un régime diphasique, même partiel, est atteint.

2.1.3 Conditions aux frontières fixées en entrée du réacteur

Dans le module THM, nous considérons que l'état du fluide caloporteur à l'entrée est partiellement connu de sorte que la température T et le flux massique G à l'entrée sont imposés, et ceci est vrai que l'on travaille en régime stationnaire ou en régime transitoire. À la sortie du réacteur, la pression p du caloporteur est elle aussi connue et maintenue constante en fonctionnement normal d'opération par le pressuriseur. Notons donc que, la pression étant supposée constante dans tout le réacteur en régime stationnaire, la pression d'entrée du caloporteur est par conséquent connue et donc l'état du fluide en entrée est dans ce cas lui aussi entièrement connu. Tous les transitoires thermohydrauliques qui seront présentés dans les chapitres 3, 4 et 5 seront par ailleurs initiés à partir de la variation de un ou plusieurs de ces paramètres respectivement en entrée ou en sortie.

2.1.4 Conduction de chaleur radiale et distribution de puissance uniforme

D'un point de vue thermique, la distribution adoptée est *homogène* dans chaque volume de contrôle de sorte que la puissance dégagée par la fission et calculée par les modules neutroniques dans chacun de ces volumes de contrôle est *homogène et uniformément répartie* dans tous les crayons combustible contenus dans ce volume. De même, on considère une distribution de burnup uniforme dans chaque volume de contrôle. Ceci nous permet donc de ne faire qu'un calcul de conduction par volume de contrôle puisque tous les crayons contenus dans ce volume « perçoivent » la même distribution de puissance et de burnup. Enfin, on considère qu'une partie résiduelle de la puissance issue de la fission est directement rejetée dans le volume de caloporteur qui s'écoule dans l'assemblage. On définit donc un facteur $F_P = 0,971$ qui représente la fraction de puissance directement émise dans le volume de combustible. La fraction restante, $(1 - F_P) = 0,029$, représente donc la fraction de puissance directement

1. De l'ordre de 15,5MPa (155 bar).

émise dans le volume de caloporteur qui s'écoule à travers l'assemblage combustible dans le canal. D'un point de vue thermomécanique, nous négligeons tout phénomène de dilatation ou de craquement du combustible.

2.1.5 Variations seulement axiales des paramètres d'écoulement et variations exclusivement radiales de la température dans le combustible

Compte tenu de la symétrie du réacteur, nous considérerons que les paramètres de l'écoulement tels que l'enthalpie h , la pression p et le flux massique G ne dépendent (spatialement) que de la cote (ou position axiale) dans le réacteur. Par ailleurs, le plan de cote nulle sera supposé être situé au niveau du réflecteur inférieur du réacteur. Enfin, on considérera que tous les crayons combustible ont une symétrie cylindrique² de sorte que les variations de température dans chaque crayon seront exclusivement radiales. L'hypothèse de flux thermique uniforme sera enfin utilisée pour déterminer les valeurs de la température dans l'interstice (ou gap) qui sépare la gaine du combustible. L'équation de la conduction ainsi simplifiée avec les hypothèses précédentes sera ensuite discrétisée via un schéma de différences finies permettant une résolution via des méthodes matricielles.

2.2 Énoncé des équations constitutives

Afin de déterminer le comportement thermohydraulique d'un réacteur, nous devons nous intéresser d'une part au comportement du caloporteur en écoulement dans le réacteur et d'autre part au comportement du combustible nucléaire qui est le lieu de la fission nucléaire et donc du dégagement principal de puissance.

Dans cette section, nous étudierons tout d'abord les équations de conservation des écoulements monophasiques puis les phénomènes de conduction thermique et de diffusion de la chaleur. Dans chaque cas, nous rappellerons les équations dans le cas le plus général. Puis, nous réécrivons les équations sous leur forme la plus simplifiée en temps continu avant de les mettre sous leur forme discrétisée finale telle qu'elles apparaissent dans le code source Fortran du module THM.

2. la symétrie cylindrique se caractérise par une invariance par translation le long de l'axe du cylindre (ici cet axe est celui du canal) et une invariance par rotation autour de l'axe du cylindre.

2.2.1 Étude théorique de l'écoulement monophasique

Forme générale des équations de bilan

L'étude d'un écoulement de fluide est établie en écrivant les trois équations de bilan associées, à savoir l'équation de *conservation de la masse*, l'équation de *conservation de la quantité de mouvement* et l'équation de *conservation de l'énergie*. Nous ne détaillerons ici que les étapes principales de simplification des équations de bilan présentées dans les notes du cours de thermique des réacteurs (Tapucu, 2010). Considérons le bilan d'une propriété Ψ dans un volume de contrôle V donné. La variation temporelle de la quantité de Ψ à travers le volume V est égale à la somme de la génération S_Ψ de cette même propriété Ψ au sein du volume V et du flux entrant de la variable Ψ à travers l'aire A qui entoure le volume d'étude V ³. On peut donc écrire :

$$\underbrace{\frac{d}{d\tau} \int_{V(\tau)} \Psi dV}_{(1)} = \underbrace{\int_{V(\tau)} S_\Psi dV}_{(2)} - \underbrace{\int_{A(\tau)} \overline{\overline{J_\Psi}} \cdot \vec{n} dA}_{(3)} \quad (2.1)$$

Le théorème de Gauss nous donne alors :

$$\int_{A(\tau)} \overline{\overline{J_\Psi}} \cdot \vec{n} dA = \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{J_\Psi}} dV \quad (2.2)$$

Ainsi, après dérivation du terme (1) de l'équation 2.1 et utilisation du théorème de Gauss pour le terme (3), on obtient alors :

$$\int_{V(\tau)} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} dV + \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot (\Psi \vec{v}) dV - \int_{V(\tau)} S_\Psi dV + \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{J_\Psi}} dV = 0 \quad (2.3)$$

Puis, en considérant que l'équation 2.3 est valable pour tout volume élémentaire dV , on peut alors écrire l'*équation locale de conservation* de la quantité Ψ sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\Psi \vec{v}) - S_\Psi + \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{J_\Psi}} = 0 \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 ainsi établie, nous pouvons alors écrire les trois équations de conservation pour l'écoulement monophasique en remplaçant les trois quantités Ψ , $\overline{\overline{J_\Psi}}$ et S_Ψ par les expressions présentées dans le tableau 2.1.

3. Ce volume V s'apparente dans notre cas à un volume de contrôle quelconque dans un des canaux étudiés.

Tableau 2.1 Expression des variables Ψ, S_Ψ et $\overline{\overline{J_\Psi}}$ pour les trois équations de bilan d'un écoulement monophasique.

Équation de conservation \ Variable	Ψ	S_Ψ	$\overline{\overline{J_\Psi}}$
Masse	ρ_c	0	0
Quantité de mouvement	$\rho_c \vec{v}$	$\rho_c \vec{g}$	$p\bar{\bar{I}} - \bar{\bar{\sigma}}$
Énergie	$\rho_c \cdot \left(u + \frac{v^2}{2}\right)$	$\rho_c \vec{g} \cdot \vec{v} + Q'''$	$q'' + \left(p\bar{\bar{I}} - \bar{\bar{\sigma}}\right) \cdot \vec{v}$

Bilan de masse

Compte tenu des développements précédents, le bilan de masse appliqué à l'écoulement du caloporteur liquide prend donc la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_c \vec{v}) = 0 \quad (2.5)$$

Nous allons maintenant appliquer nos hypothèses concernant le régime permanent mentionnées dans le paragraphe précédent 2.1 afin de donner la version finale du bilan de masse en régime permanent. En annulant la dérivée temporelle dans l'équation 2.5 et sachant que le flux massique, tout comme tous les paramètres thermohydrauliques du caloporteur, ne dépendent spatialement que de la variable z (selon la direction de l'écoulement du caloporteur), on en déduit donc :

$$\frac{dG}{dz} = \frac{d(\rho_c v)}{dz} = 0 \quad (2.6)$$

On retrouve donc naturellement l'équation classique de *conservation du flux massique* G en régime permanent.

Bilan de quantité de mouvement

En appliquant la même méthode que celle du bilan de masse, mais cette fois-ci au bilan de la quantité de mouvement, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_c \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_c \vec{v} \cdot \vec{v}) + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (p\bar{\bar{I}} - \bar{\bar{\sigma}})}_{(1)} - \rho_c \vec{g} = \vec{0} \quad (2.7)$$

Or, on considère dans notre modélisation (voir 2.1) que toutes les contributions de perte de pression, qu'elles soient dues à la gravité (perte statique) ou encore aux frottements avec les parois, sont négligées en régime permanent. Travaillant en régime permanent et donc dans un régime de conservation du flux massique, on comprend donc que l'on peut s'affranchir du

bilan de quantité mouvement et considérer que la *pression est uniforme dans tout le réacteur* et égale à la pression de sortie p_{out} .

Bilan d'énergie

Pour finir, nous appliquons la même méthode pour obtenir l'équation du bilan d'énergie dans le fluide en écoulement monophasique :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_c \left(u + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho_c \left(u + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \vec{v} \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[q'' + (p\vec{I} - \vec{\sigma}) \cdot \vec{v} \right] - \rho_c \vec{g} \cdot \vec{v} - Q_C = 0 \quad (2.8)$$

Simplifions maintenant cette dernière équation : nous savons que tous les paramètres thermohydrauliques relatifs au caloporteur ne dépendent spatialement que de la variable z . De plus, on peut introduire l'enthalpie dans l'équation précédente via la relation $h = u - \frac{p}{\rho_c}$ ce qui nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_c \left(h + \frac{v^2}{2} \right) - p \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_c v \left(h + \frac{v^2}{2} \right) - p \cdot v \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} [q''(z) + p \cdot v] - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}) + \rho_c g v - Q_C = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

que l'on peut encore réécrire en éliminant la variation spatiale de la pression :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\rho_c \left(h + \frac{v^2}{2} \right) - p \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_c v \left(h + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial q''(z)}{\partial z} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}) + \rho_c g v}_{(1)} - Q_C = 0 \quad (2.10)$$

En utilisant encore les mêmes hypothèses que pour les autres équations de bilan, on comprend donc que le terme (1) de l'équation 2.10 peut être négligé puisque l'on ne tient pas compte des pertes de pression statiques et des pertes de pression par frottement dans le caloporteur. Par ailleurs, le flux massique se conserve dans l'ensemble du réacteur. Ainsi, et en éliminant les variations temporelles des variables thermohydrauliques (régime stationnaire) dans l'équation de conservation de l'énergie, on obtient alors :

$$G \frac{dh}{dz} + \frac{dq''}{dz} - Q_C = 0 \quad (2.11)$$

En intégrant 2.11 entre deux nœuds associés à des volumes de contrôle consécutifs d'un canal (ou assemblage combustible), on a alors :

$$h(z_i) - h(z_{i-1}) = \frac{1}{G_i} \left[Q_{Ci} \cdot \underbrace{(z_i - z_{i-1})}_{H_z} + \underbrace{\int_{z_{i-1}}^{z_i} \left(-\frac{dq_i''}{dz} dz \right)}_{(1)} \right] \quad (2.12)$$

Avec i l'indice spatial du volume de contrôle dans le canal étudié et G_i , Q_{Ci} et q_i'' les valeurs moyennes des paramètres thermohydrauliques dans ce volume de contrôle.

Étudions maintenant le terme (1) de l'équation 2.12. Il correspond au flux de chaleur total provenant de l'ensemble des crayons combustible. On sait que la puissance volumique dégagée directement dans le combustible vaut Q_{Fi} donc la puissance totale⁴ dégagée dans un seul crayon de combustible vaut $Q_{Fi} \cdot \pi r_f^2 H_z$. Le flux de chaleur Φ_{thi} provenant de ce même crayon est donc égal à :

$$\Phi_{thi} = Q_{Fi} \cdot \frac{\pi r_f^2 H_z}{2\pi r_{Gex} H_z} = Q_{Fi} \cdot \frac{r_f^2}{2r_{Gex}} \quad (2.13)$$

Ainsi, le flux de chaleur total provenant de l'ensemble des crayons de combustible de l'assemblage est donc égal à $\Phi_{thi} \cdot \frac{P_{ch} H_z}{A_C}$. Le bilan d'enthalpie en régime permanent peut donc finalement s'écrire :

$$h(z_i) - h(z_{i-1}) = \frac{1}{G_i} \left[Q_{Ci} H_z + Q_{Fi} \cdot \frac{r_f^2}{2r_{Gex}} \cdot \frac{P_{ch} H_z}{A_C} \right] \quad (2.14)$$

Cette dernière relation 2.14 est valable pour $2 \leq i \leq N_z$. Pour $i = 1$, on utilise la condition aux limites sur l'enthalpie en entrée du canal ce qui nous permet d'écrire le bilan d'énergie suivant à l'entrée du canal :

$$h(z_1) - h_{en} = \frac{1}{G_1} \left[Q_{C1} H_z + Q_{F1} \cdot \frac{r_f^2}{2r_{Gex}} \cdot \frac{P_{ch} H_z}{A_C} \right] \quad (2.15)$$

Sachant que nous connaissons la distribution complète des dégagements de chaleur Q_{Ci} , dans le caloporteur, et Q_{Fi} , dans le combustible par unité de volume, et ce dans tout le canal (pour $1 \leq i \leq N_z$) et que l'on connaît la valeur de l'enthalpie à l'entrée du canal grâce à la relation $h(z_0) = h_{en}$, on en déduit donc que la relation d'initialisation 2.15 et la relation de récurrence 2.14 appliquée successivement à toutes les valeurs de $i \geq 2$ permettent de déterminer toutes

4. En watt (W).

les valeurs prises par l'enthalpie du caloporteur le long de ce canal.

Maintenant que nous avons établi les équations de bilan de l'écoulement du caloporteur dans le réacteur et que nous connaissons l'évolution du flux massique, de la pression et de l'enthalpie dans tous les canaux, nous pouvons étudier l'ensemble des phénomènes de diffusion thermique dans les crayons combustibles.

2.2.2 Étude théorique des phénomènes de conduction thermique

Comme énoncé dans la partie introductive de l'étude en régime permanent, le schéma de calcul adopté pour la résolution du système d'équations de conduction thermique repose sur une méthode de différences finies spatiales et temporelles. Afin de mieux comprendre comment on applique cette méthode, nous allons décrire dans un premier temps la géométrie de discrétisation adoptée. Puis, nous décrirons l'ensemble des étapes qui permettent de passer de l'équation de conduction sous sa forme générale au système linéaire matriciel à résoudre pour connaître la distribution de la température dans chaque crayon combustible.

Géométrie de discrétisation

Un crayon combustible est composé de trois zones que l'on considérera ici comme continues. Le schéma en coupe suivant⁵ résume la structure générale d'un crayon combustible :

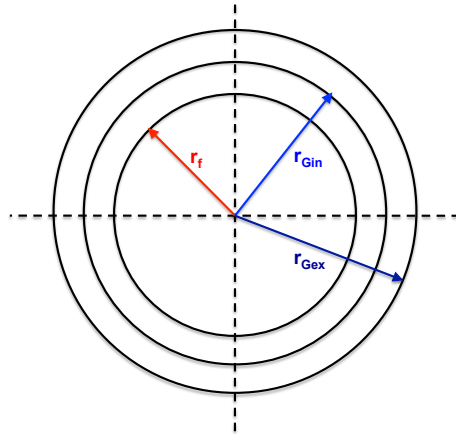


Figure 2.1 Schéma simplifié de la géométrie d'un crayon combustible.

5. Le schéma ne respecte pas les échelles réelles du crayon. Les dimensions ont été modifiées afin de le rendre lisible.

- $r < r_f$: La zone centrale du crayon représente le volume de combustible nucléaire. Elle est le cœur de la réaction de fission et elle est décrite par les données de la *densité (ou masse volumique)* ρ_f du combustible, par son *taux d'impuretés* x_{por} , par sa *fraction massique de plutonium* x_{Pu} , par sa *capacité thermique massique* C_f et par son *coefficient de conductivité thermique* k_f . Ces variables physiques sont soit des constantes fixées en entrée du module de calcul THM soit déterminées par des formules empiriques ou des corrélations de calcul. Une explication plus détaillée concernant ces paramètres physiques est disponible dans l'annexe B de ce présent mémoire.
- $r_f < r < r_{Gin}$: La zone intermédiaire représente l'interstice (ou gap) entre l'espace central occupé par le combustible et la gaine qui entoure le combustible. Elle est caractérisée par son coefficient h_{gap} qui est calculé à partir d'une interpolation multi-paramètre détaillée en annexe E de ce présent mémoire.
- $r_{Gin} < r < r_{Gex}$: La zone externe du crayon représente la gaine métallique qui constitue la première barrière de confinement du combustible nucléaire. Cette zone est décrite par les données de la *densité (ou masse volumique)* ρ_g de la gaine, par sa *capacité thermique massique* C_g et par son *coefficient de conductivité thermique* k_g . Ces variables physiques sont déterminées à partir de corrélations issues de la littérature et décrites dans l'annexe C de ce présent mémoire.

Plusieurs discrétisations sont ensuite possibles pour étudier la distribution de température dans l'ensemble du crayon. Dans THM, on choisit de discrétiser finement à la fois la partie centrale correspondant à la zone de combustible, mais aussi la partie externe correspondant à la gaine métallique. Le schéma 2.2 résume la discrétisation adoptée pour le crayon combustible. On remarque que l'on discrétise le crayon en $N_{FD} - 1$ anneaux d'aire constante et non de longueur radiale constante. On définit alors un pas d'aire dA_f pour la zone combustible égal à :

$$dA_f = \frac{\pi r_f^2}{N_{FD} - 1} \quad (2.16)$$

Afin de pouvoir appliquer facilement la méthode de différences finies au problème, on considérera que les paramètres thermophysiques relatifs au combustible (densité, capacité thermique massique, coefficient de conductivité thermique) sont *uniformes* dans chaque anneau. Le schéma 2.3 donne une synthèse de la discrétisation choisie pour la zone de combustible. Étudions maintenant la discrétisation effectuée dans la gaine entourant le combustible nucléaire. De manière similaire à ce qui est fait dans le combustible, on découpe la gaine en plusieurs anneaux d'aire constante. On définit alors un deuxième pas d'aire dA_g constant

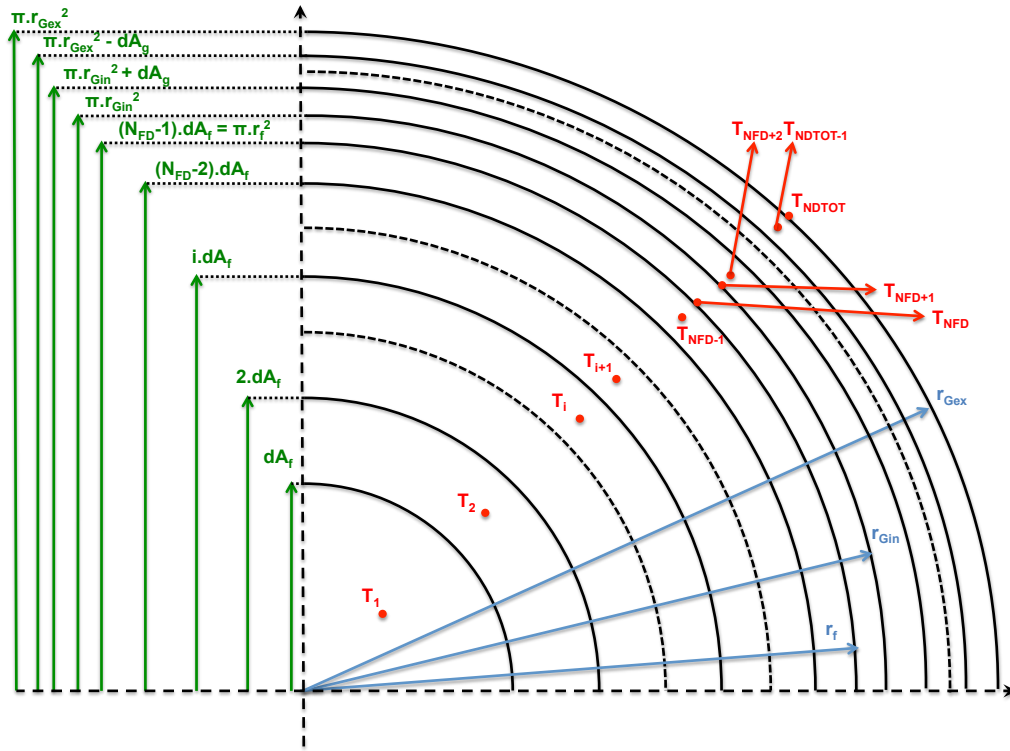


Figure 2.2 Discretisation adoptée pour le crayon combustible.

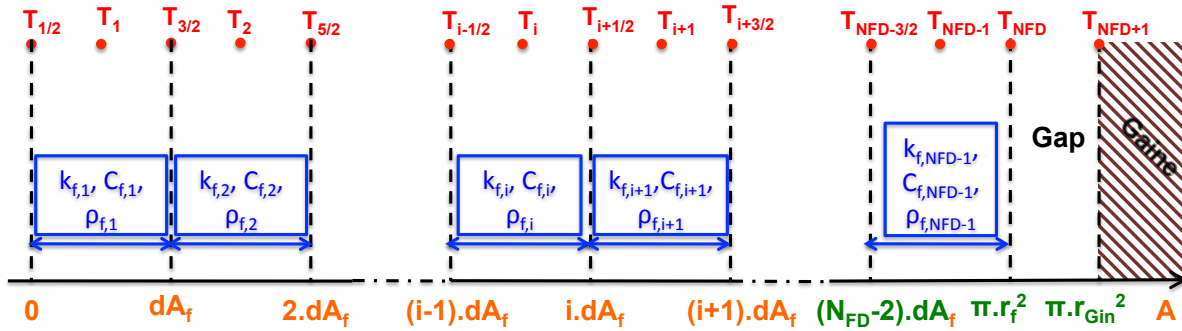


Figure 2.3 Schéma 1-D de la discrétisation du crayon combustible.

cette fois-ci pour la gaine dont la formule est la suivante :

$$dA_g = \frac{\pi (r_{Gex}^2 - r_{Gin}^2)}{N_{DTOT} - N_{FD} - 2} \quad (2.17)$$

Pareillement à ce que nous avons fait dans la zone de combustible, on discrétise l'équation de la conduction thermique dans la gaine en $N_{GD} = N_{DTOT} - N_{FD} - 2$ ⁶ anneaux et en considérant que les paramètres thermophysiques relatifs à la gaine (densité, capacité thermique massique, coefficient de conductivité thermique) sont *uniformes* dans chaque anneau. Le schéma 2.4 donne une synthèse de la discrétisation choisie pour la gaine.

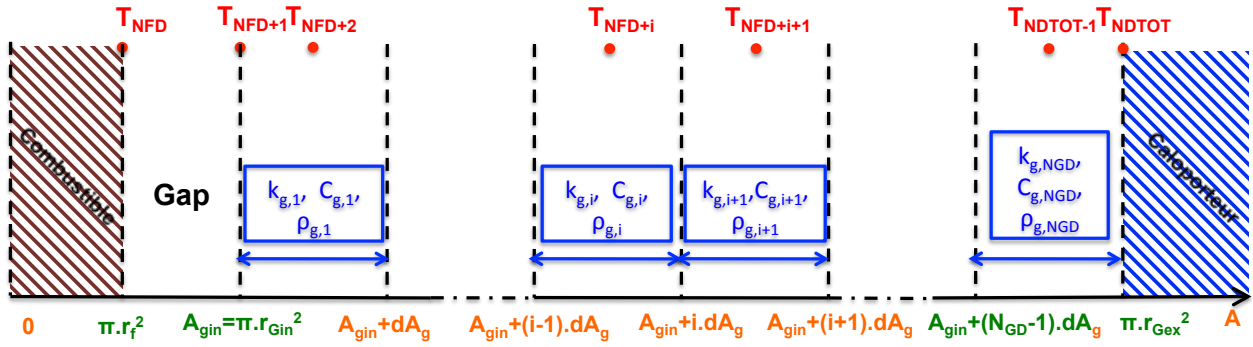


Figure 2.4 Schéma 1-D de la discrétisation de la gaine.

Maintenant que nous avons une structure discrétisée établie, nous allons pouvoir poser le problème relatif à la diffusion thermique dans l'ensemble du crayon combustible et détailler la méthode de résolution choisie.

Mise en équation du problème de diffusion thermique

Tout d'abord, rappelons l'équation de diffusion thermique dans le volume de combustible sous sa forme la plus générale :

$$\vec{\nabla} \cdot (k_f(T) \vec{\nabla} T) + Q_F = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \quad (2.18)$$

On considère que le problème de conduction dans le crayon possède une *symétrie cylindrique* de sorte que les invariances par translation le long de l'axe du crayon et par rotation autour de l'axe du crayon nous permettent d'affirmer que la température ne dépend que de la coordonnée

6. Le coefficient 2 vient du fait que l'on utilise deux points de discrétisation respectivement situés aux extrémités interne et externe de la gaine.

spatiale r et du temps τ dans un même assemblage combustible. Ainsi, l'équation 2.18 peut se réécrire :

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot k_f(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_F = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \quad (2.19)$$

Comme nous l'avons énoncé plus haut, le module THM se base sur une méthode de différences finies à pas d'aire dA_f constante (et non à pas de rayon constant). Ainsi, afin de pouvoir discrétiser plus facilement l'équation de conduction, nous utilisons l'égalité $A(r) = \pi r^2$ et la transformation suivante⁷ :

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial A} \cdot \underbrace{\frac{dA}{dr}}_{=2\pi r} \quad (2.20)$$

Avec la donnée de 2.20, on peut alors réécrire 2.19 sous la forme suivante :

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial A} \left(2 \underbrace{\pi r^2}_{=A} k_f(T) \frac{\partial T}{\partial A} \right) \cdot \underbrace{\frac{dA}{dr}}_{=2\pi r} + Q_F = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \quad (2.21)$$

Ou encore sous la forme suivante :

$$4\pi \cdot \frac{\partial}{\partial A} \left(k_f(T) \cdot A \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \right) + Q_F = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \quad (2.22)$$

Considérons maintenant l'équation de la conduction thermique cette fois-ci appliquée à un volume contenu dans la gaine. Étant donné qu'il n'y a aucun dégagement de chaleur dans la gaine et que le champ de température obéit aux mêmes règles de symétrie (cylindrique) et d'invariance (rotation et translation) que dans le combustible, on peut écrire :

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot k_g(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_g(T) \cdot C_g(T) \cdot T) \quad (2.23)$$

En appliquant la transformation 2.20, l'équation 2.23 peut alors se réécrire :

$$4\pi \cdot \frac{\partial}{\partial A} \left(k_g(T) \cdot A \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_g(T) \cdot C_g(T) \cdot T) \quad (2.24)$$

Bien que dans le présent chapitre de ce mémoire, nous travaillions en régime permanent, nous allons expliquer l'ensemble de la discrétisation de l'équation de la conduction dans le cas le plus général (non stationnaire). Puis, nous appliquerons les simplifications associées au régime stationnaire. Comme nous l'avons mentionné plus haut, la température T ne dépend que de la position radiale r (ou de l'aire A) et du temps τ . On définit alors une fonction A

7. l'aire $A(r) = \pi r^2$ ne dépendant que de la coordonnée radiale r , la dérivée de l'aire en fonction de r est une dérivée droite et cette transformation est justifiée.

avec la formule 2.25 suivante :

$$A(i) = \begin{cases} \left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{\pi r_f^2}{N_{FD}-1} & \text{si } 1 \leq i \leq N_{FD} - 1 \\ \pi r_f^2 & \text{si } i = N_{FD} \\ \pi r_{Gin}^2 & \text{si } i = N_{FD} + 1 \\ \pi r_{Gin}^2 + \left(i - N_{FD} - \frac{3}{2}\right) \cdot \frac{\pi(r_{Gex}^2 - r_{Gin}^2)}{N_{GD}} & \text{si } N_{FD} + 2 \leq i \leq N_{DTOT} - 1 \\ \pi r_{Gex}^2 & \text{si } i = N_{DTOT} \end{cases} \quad (2.25)$$

Ainsi, on utilisera alors les notations suivantes pour la température :

$$T(A(i), \tau_j) = T_{i,j} \quad (2.26)$$

De même les paramètres thermophysiques relatifs au combustible et qui dépendent de la température peuvent être écrits de manière similaire sous la forme :

$$\begin{aligned} \rho_f(T_{i,j}) &= \rho_{fi,j} & \rho_g(T_{i,j}) &= \rho_{gi,j} \\ C_f(T_{i,j}) &= C_{fi,j} & C_g(T_{i,j}) &= C_{gi,j} \\ k_f(T_{i,j}) &= k_{fi,j} & k_g(T_{i,j}) &= k_{gi,j} \end{aligned}$$

Étudions tout d'abord le terme de dépendance temporelle à droite du signe d'égalité dans l'équation 2.22. L'application d'un *schéma de différence finie arrière (schéma implicite) d'ordre un* par rapport au temps et de pas de temps $\Delta\tau$ donne alors l'équivalence suivante :

$$\frac{\partial}{\partial\tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \Longleftrightarrow \frac{\rho_{fi,j} \cdot C_{fi,j} \cdot T_{i,j} - \rho_{fi,j-1} \cdot C_{fi,j-1} \cdot T_{i,j-1}}{\Delta\tau} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau} (\rho_g(T) \cdot C_g(T) \cdot T) \Longleftrightarrow \frac{\rho_{gi,j} \cdot C_{gi,j} \cdot T_{i,j} - \rho_{gi,j-1} \cdot C_{gi,j-1} \cdot T_{i,j-1}}{\Delta\tau} \quad (2.28)$$

Une relation d'équivalence similaire existe aussi dans la gaine et sera utilisée lorsque nous discrétiserons l'équation de la conduction dans la gaine.

Revenons maintenant sur le terme de dépendance spatiale dans l'équation 2.22. On sait que le schéma classique de différence finie centrée appliqué à une fonction C^1 se résume par la formule suivante :

$$\frac{df}{dx}(x_i) \approx \frac{f(x_{i+1/2}) - f(x_{i-1/2})}{x_{i+1/2} - x_{i-1/2}} \quad (2.29)$$

Appliquons maintenant la formule 2.29 à la fonction $f(A) = 4\pi \cdot A \cdot k_f(T(A, \tau)) \cdot \frac{\partial T}{\partial A}$ pour différentes valeurs de i :

— $i = 1$: On obtient alors le résultat suivant ⁸ :

$$4\pi \cdot \underbrace{\frac{1}{A(3/2) - A(1/2)}}_{=dA_f} \left[\underbrace{A(3/2)}_{=dA_f} \cdot k_{f1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2-,j} - \underbrace{A(1/2)}_{=0} \cdot k_{f1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{1/2+,j} \right] \\ = -Q_{Fj} + \frac{\rho_{f1,j} \cdot C_{f1,j} \cdot T_{1,j} - \rho_{f1,j-1} \cdot C_{f1,j-1} \cdot T_{1,j-1}}{\Delta\tau} \quad (2.30)$$

Par ailleurs, le terme $\frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2-,j}$ peut être exprimé sous la forme d'une différence finie centrée :

$$\frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2-,j} \approx \frac{T_{2,j} - T_{1,j}}{\underbrace{A(2) - A(1)}_{=dA_f}} \quad (2.31)$$

L'équation 2.30 devient donc finalement :

$$4\pi \cdot k_{f1,j} \cdot \frac{T_{2,j} - T_{1,j}}{dA} = \frac{\rho_{f1,j} \cdot C_{f1,j} \cdot T_{1,j} - \rho_{f1,j-1} \cdot C_{f1,j-1} \cdot T_{1,j-1}}{\Delta\tau} - Q_{Fj} \quad (2.32)$$

— $i = 2$: On applique de nouveau la même formule de différence finie 2.29 pour la nouvelle valeur de i . On obtient alors :

$$4\pi \cdot \underbrace{\frac{1}{A(5/2) - A(3/2)}}_{=dA_f} \left[\underbrace{A(5/2)}_{=2dA_f} \cdot k_{f2,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{5/2-,j} - A(3/2) \cdot k_{f2,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2+,j} \right] \\ = -Q_{Fj} + \frac{\rho_{f2,j} \cdot C_{f2,j} \cdot T_{2,j} - \rho_{f2,j-1} \cdot C_{f2,j-1} \cdot T_{2,j-1}}{\Delta\tau} \quad (2.33)$$

Or, on peut écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{5/2-,j} \approx \frac{T_{3,j} - T_{2,j}}{\underbrace{A(3) - A(2)}_{=dA_f}} \quad (2.34)$$

De plus, on sait que *le flux de chaleur est continu* dans tout le volume de combustible ce qui impose donc que :

$$k_{f2,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2+,j} = k_{f1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2-,j} \quad (2.35)$$

8. Les signes $-$ et $+$ désignent respectivement le fait que les différences finies soient prises à gauche et à droite du point considéré.

En utilisant le résultat donné par l'équation 2.32, on en déduit que :

$$\begin{aligned} 4\pi \cdot k_{f2,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2+,j} &= 4\pi \cdot k_{f1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{3/2-,j} \\ &= \frac{\rho_{f1,j} \cdot C_{f1,j} \cdot T_{1,j} - \rho_{f1,j-1} \cdot C_{f1,j-1} \cdot T_{1,j-1}}{\Delta\tau} - Q_{Fj} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Puis finalement, l'équation 2.33 prend la forme finale suivante :

$$\begin{aligned} &4\pi \cdot k_{f2,j} \cdot \frac{T_{3,j} - T_{2,j}}{(dA_f)^2} \cdot (2 \cdot dA_f) \\ &= \sum_{p=1}^{p=2} \left(\frac{\rho_{fp,j} \cdot C_{fp,j} \cdot T_{p,j} - \rho_{fp,j-1} \cdot C_{fp,j-1} \cdot T_{p,j-1}}{\Delta\tau} \right) - 2 \cdot Q_{Fj} \end{aligned} \quad (2.37)$$

On comprend donc qu'en appliquant la même démarche que celle qu'on vient d'effectuer, on arrive à une relation de récurrence que l'on peut retranscrire avec toute valeur quelconque de i .

- $1 \leq i \leq (N_{FD} - 2)$: Dans ce cas, on applique encore une fois le même schéma de différences finies que précédemment à l'équation de conduction. On obtient alors le résultat suivant :

$$\begin{aligned} &4\pi \cdot \underbrace{\frac{1}{A(i+1/2) - A(i-1/2)}}_{=dA_f} \left[\underbrace{A(i+1/2)}_{=idA_f} \cdot k_{fi,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i+1/2)-,j} \right. \\ &\quad \left. - A(i-1/2) \cdot k_{fi,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i-1/2)+,j} \right] \\ &= \frac{\rho_{fi,j} \cdot C_{fi,j} \cdot T_{i,j} - \rho_{fi,j-1} \cdot C_{fi,j-1} \cdot T_{i,j-1}}{\Delta\tau} - Q_{Fj} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Sachant que l'on peut écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial A_f} \Big|_{(i+1/2)-,j} \approx \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\underbrace{A(i+1) - A(i)}_{=dA_f}} \quad (2.39)$$

Et que l'on connait la relation de récurrence suivante pour $i - 1$:

$$\begin{aligned}
& 4\pi \cdot \frac{A(i-1/2)}{dA_f} \cdot k_{fi,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i-1/2)+,j} \\
&= 4\pi \cdot \frac{A(i-1/2)}{dA_f} \cdot k_{f(i-1),j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i-1/2)-,j} \\
&= \sum_{p=1}^{p=i-1} \left(\frac{\rho_{fp,j} \cdot C_{fp,j} \cdot T_{p,j} - \rho_{fp,j-1} \cdot C_{fp,j-1} \cdot T_{p,j-1}}{\Delta\tau} \right) - (i-1) \cdot Q_{Fj}
\end{aligned} \tag{2.40}$$

On en déduit alors que l'équation 2.38 peut par conséquent se réécrire :

$$\begin{aligned}
& 4i\pi \cdot k_{fi,j} \cdot \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{dA_f} \\
&= \sum_{p=1}^{p=i} \left(\frac{\rho_{fp,j} \cdot C_{fp,j} \cdot T_{p,j} - \rho_{fp,j-1} \cdot C_{fp,j-1} \cdot T_{p,j-1}}{\Delta\tau} \right) - i \cdot Q_{Fj}
\end{aligned} \tag{2.41}$$

L'équation 2.41 ci-dessus est valable pour des valeurs de i comprises entre 1 et $N_{FD}-2$.

— $i = N_{FD}-1$: Appliquons maintenant la même transformation de l'équation de conduction pour $i = N_{FD} - 1$. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
& 4\pi \cdot \underbrace{\frac{1}{A(N_{FD}-1) - A(N_{FD}-3/2)}}_{=dA_f} \left[\underbrace{A(N_{FD})}_{=(N_{FD}-1) \cdot dA_f} \cdot k_{fN_{FD}-1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD})-,j} \right. \\
& \quad \left. - A(N_{FD}-3/2) \cdot k_{fN_{FD}-1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD}-3/2)+,j} \right] \\
&= \frac{\rho_{N_{FD}-1,j} \cdot C_{fN_{FD}-1,j} \cdot T_{N_{FD}-1,j} - \rho_{N_{FD}-1,j-1} \cdot C_{fN_{FD}-1,j-1} \cdot T_{N_{FD}-1,j-1}}{\Delta\tau} - Q_{Fj}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

En utilisant toujours la même relation de récurrence 2.40 pour $i = N_{FD} - 1$ et sachant que l'on peut écrire (*différence finie arrière*) :

$$\frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD})-,j} \approx \frac{T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}-1,j}}{\underbrace{A(N_{FD}) - A(N_{FD}-1)}_{=\frac{dA_f}{2}}} \tag{2.43}$$

On en déduit alors l'équation de conduction discrétisée suivante pour $i = N_{FD} - 1$:

$$8\pi (N_{FD} - 1) \cdot \frac{T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}-1,j}}{dA_f} = \sum_{p=1}^{p=N_{FD}-1} \left(\frac{\rho_{p,j} \cdot C_{fp,j} \cdot T_{p,j}}{\Delta\tau} - \frac{\rho_{p,j-1} \cdot C_{fp,j-1}}{\Delta\tau} \cdot T_{p,j-1} \right) - (N_{FD} - 1) \cdot Q_{Fj} \quad (2.44)$$

Afin de compléter le système matriciel final qui nous permettra de trouver la distribution de température dans l'intégralité du crayon, il nous faut maintenant nous intéresser aux points restants au contact avec le gap ou dans la gaine qui entoure le combustible.

Considérons le point d'indice N_{FD} situé au niveau de la surface extérieure du combustible ($r = r_f$). La conservation du flux thermique dans le crayon assure que :

$$\underbrace{q''(r_f) = -k_f \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_f}}_{(1)} = h_{gap} \cdot (T(r_f) - T(r_{Gin})) \quad (2.45)$$

Or, le terme (1) dans l'équation 2.45 peut se réécrire de la façon suivante :

$$-k_f \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_f} = -k_f \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{A=\pi r_f^2} \cdot \underbrace{\frac{\partial A}{\partial r} \Big|_{r=r_f}}_{=2\pi r_f} \quad (2.46)$$

En combinant 2.45 et 2.46 et en utilisant la discrétisation présentée en 2.2.2, on en déduit ainsi :

$$\begin{aligned} & -k_f \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{A=\pi r_f^2} \cdot 2\pi r_f = h_{gap} \cdot (T(r_f) - T(r_{Gin})) \\ \iff & -k_{fN_{FD}-1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}-1,j}}{\frac{dA_f}{2}} \cdot 2\pi r_f = h_{gap} \cdot (T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}+1,j}) \end{aligned} \quad (2.47)$$

Ce qui donne, après simplifications :

$$4k_{fN_{FD}-1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}-1,j}}{\frac{dA_f}{2}} + h_{gap} \cdot (T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}+1,j}) \quad (2.48)$$

De l'autre côté du gap (de l'interstice), on utilise une relation similaire pour exprimer la conservation du flux thermique :

$$\underbrace{q''(r_{Gin}) = k_g \cdot r_{Gin} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{Gin}}}_{(1)} = h_{gap} \cdot r_f \cdot (T(r_f) - T(r_{Gin})) \quad (2.49)$$

En réitérant les mêmes opérations que lors de notre étude du point à la surface extérieure du combustible, et en utilisant le résultat suivant :

$$k_g \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{Gin}} = k_g \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{A=\pi r_{Gin}^2} \cdot \underbrace{\frac{\partial A}{\partial r} \Big|_{r=r_{Gin}}}_{=2\pi r_{Gin}} \quad (2.50)$$

On en déduit alors l'équation de conservation du flux thermique discrétisée à la surface intérieure de la gaine :

$$k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \cdot 2\pi r_{Gin}^2 = h_{gap} \cdot r_f \cdot (T_{N_{FD},j} - T_{N_{FD}+1,j}) \quad (2.51)$$

Ce qui donne finalement, après transformation :

$$k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \cdot 2\pi r_{Gin} + h_{gap} \cdot \frac{r_f}{r_{Gin}} \cdot (T_{N_{FD}+1,j} - T_{N_{FD},j}) = 0 \quad (2.52)$$

Étudions maintenant la dernière zone du crayon, à savoir la gaine qui entoure la pastille de combustible. En reprenant l'équation 2.24 écrite précédemment et en appliquant les mêmes transformations que celles utilisées lors de l'étude de la conduction dans le combustible, on obtient alors :

$$— i = N_{FD} + 2$$

$$\begin{aligned} & 4\pi \cdot \underbrace{\frac{1}{A(N_{FD} + 5/2) - A(N_{FD} + 1)}}_{=dA_g} \left[A(N_{FD} + 5/2) \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD}+5/2)-,j} \right. \\ & \quad \left. - \underbrace{A(N_{FD} + 1)}_{=\pi r_{Gin}^2} \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD}+1)+,j} \right] \\ & = \frac{\rho_{g1,j} \cdot C_{g1,j} \cdot T_{N_{FD}+2,j} - \rho_{g1,j-1} \cdot C_{g1,j-1} \cdot T_{N_{FD}+2,j-1}}{\Delta\tau} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Or, le terme $\frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(N_{FD}+5/2)-,j}$ peut être exprimé sous la forme d'une différence finie

centrée :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial A} \right|_{(N_{FD}+5/2)-,j} \approx \underbrace{\frac{T_{N_{FD}+3,j} - T_{N_{FD}+2,j}}{A(N_{FD}+3) - A(N_{FD}+2)}}_{=dA_g} \quad (2.54)$$

On obtient donc finalement l'équation discrétisée suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[\underbrace{A(N_{FD}+5/2)}_{=\pi r_{Gin}^2 + dA_g} \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+3,j} - T_{N_{FD}+2,j}}{dA_g} \right. \\ & \quad \left. - \pi r_{Gin}^2 \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \right] \\ &= \frac{\rho_{g1,j} \cdot C_{g1,j} \cdot T_{N_{FD}+2,j} - \rho_{g1,j-1} \cdot C_{g1,j-1} \cdot T_{N_{FD}+2,j-1}}{\Delta\tau} \end{aligned} \quad (2.55)$$

La formule 2.53 sera par ailleurs réutilisée par la suite pour mettre en place une relation de récurrence liant les différentes équations dans la gaine.

- $i = N_{FD} + 3$: Comme cela a été fait pour $i = N_{FD} + 2$, l'application du schéma de différence finie nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[\underbrace{A(N_{FD}+7/2)}_{=\pi r_{Gin}^2 + 2dA_g} \cdot k_{g2,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+4,j} - T_{N_{FD}+3,j}}{dA_g} \right. \\ & \quad \left. - (\pi r_{Gin}^2 + dA_g) \cdot k_{g2,j} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial A} \right|_{(N_{FD}+5/2+),j} \right] \\ &= \frac{\rho_{g2,j} \cdot C_{g2,j} \cdot T_{N_{FD}+3,j} - \rho_{g2,j-1} \cdot C_{g2,j-1} \cdot T_{N_{FD}+3,j-1}}{\Delta\tau} \end{aligned} \quad (2.56)$$

En combinant 2.53 avec 2.56 et sachant que le flux thermique se conserve :

$$k_{g2,j} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial A} \right|_{(N_{FD}+5/2+),j} = k_{g1,j} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial A} \right|_{(N_{FD}+5/2-),j} \quad (2.57)$$

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[(\pi r_{Gin}^2 + 2dA_g) \cdot k_{g2,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+4,j} - T_{N_{FD}+3,j}}{dA_g} \right] \\ &= \sum_{p=1}^{p=2} \frac{\rho_{gp,j} \cdot C_{gp,j} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j} - \rho_{gp,j-1} \cdot C_{gp,j-1} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j-1}}{\Delta\tau} \\ & \quad + \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \pi r_{Gin}^2 \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \end{aligned} \quad (2.58)$$

- $(N_{FD} + 3) \leq i \leq (N_{DTOT} - 2)$ Reprenons ce qui a été fait pour $i = (N_{FD} + 3)$, mais pour une valeur de i quelconque. Écrivons tout d'abord l'équation de la conduction sous forme discrétisée (avec $q = i - N_{FD} - 1$) :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[\underbrace{A(i + 1/2)}_{=\pi r_{Gin}^2 + (i - N_{FD} - 1)dA_g} \cdot k_{gq,j} \cdot \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{dA_g} \right. \\ & \left. - (\pi r_{Gin}^2 + (i - N_{FD} - 2)dA_g) \cdot k_{gq,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i-1/2+),j} \right] \\ & = \frac{\rho_{gq,j} \cdot C_{gq,j} \cdot T_{i,j} - \rho_{gq,j-1} \cdot C_{gq,j-1} \cdot T_{i,j-1}}{\Delta\tau} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Or, la généralisation de la formule 2.58 à une valeur de i quelconque nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[(\pi r_{Gin}^2 + (i - N_{FD} - 2)dA_g) \cdot k_{gq,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{(i-1/2+),j} \right] \\ & = \sum_{p=1}^{p=q-1} \frac{\rho_{gp,j} \cdot C_{gp,j} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j} - \rho_{gp,j-1} \cdot C_{gp,j-1} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j-1}}{\Delta\tau} \\ & \quad + \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \pi r_{Gin}^2 \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \end{aligned} \quad (2.60)$$

Ce qui nous donne finalement :

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[\underbrace{A(i + 1/2)}_{=\pi r_{Gin}^2 + (i - N_{FD} - 1)dA_g} \cdot k_{gq,j} \cdot \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{dA_g} \right] \\ & = \sum_{p=1}^{p=q} \frac{\rho_{gp,j} \cdot C_{gp,j} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j} - \rho_{gp,j-1} \cdot C_{gp,j-1} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j-1}}{\Delta\tau} \\ & \quad + \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \pi r_{Gin}^2 \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \end{aligned} \quad (2.61)$$

— $i = N_{DTOT} - 1$: En suivant encore la même démarche, on obtient alors :

$$\begin{aligned}
& \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \left[\underbrace{A(N_{DTOT} - 1)}_{=\pi r_{Gin}^2 + (N_{DTOT} - N_{FD} - 2)dA_g} \cdot k_{gN_{GD},j} \cdot \frac{T_{N_{DTOT},j} - T_{N_{DTOT}-1,j}}{\frac{dA_g}{2}} \right] \\
&= \sum_{p=1}^{p=N_{GD}} \frac{\rho_{gp,j} \cdot C_{gp,j} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j} - \rho_{gp,j-1} \cdot C_{gp,j-1} \cdot T_{N_{FD}+1+p,j-1}}{\Delta\tau} \\
&\quad + \frac{4\pi}{dA_g} \cdot \pi r_{Gin}^2 \cdot k_{g1,j} \cdot \frac{T_{N_{FD}+2,j} - T_{N_{FD}+1,j}}{\frac{dA_g}{2}}
\end{aligned} \tag{2.62}$$

— $i = N_{DTOT}$: Pour ce point situé au niveau de la surface extérieure de la gaine, on utilise la loi du flux de chaleur en convection qui permet d'exprimer le flux thermique via l'égalité suivante :

$$- k_g \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{Gex}} = h_C \cdot (T(r = r_{Gex}) - T_C) \tag{2.63}$$

que l'on peut aussi réécrire :

$$k_{gN_{GD},j} \cdot 2\pi r_{Gex} \cdot \frac{T_{N_{DTOT},j} - T_{N_{DTOT}-1,j}}{\frac{dA_g}{2}} + h_C \cdot (T_{N_{DTOT},j} - T_C) = 0 \tag{2.64}$$

2.3 Structure de l'algorithme thermohydraulique dans THM

Nous allons maintenant nous concentrer sur la méthode de résolution conduite dans le module THM pour étudier entièrement le comportement thermohydraulique d'un réacteur en régime stationnaire.

Reprenons alors toutes les équations établies précédemment et en premier lieu les équations de bilan écrites en 2.2.1. Comme évoqué précédemment (voir 2.1), les calculs de bilan dans THM s'effectuent canal par canal. On sait que l'on suppose une distribution uniforme du flux massique et de la pression dans l'ensemble du réacteur. L'unique équation à résoudre est donc l'équation de bilan de l'enthalpie. Comme mentionné dans le paragraphe 2.2.1, on résout par calcul direct l'équation de bilan de l'énergie le long du canal en commençant par l'entrée, car on dispose alors de la condition aux limites sur l'enthalpie du caloporteur. On obtient alors, en répétant cette démarche pour chaque canal, une carte générale des valeurs prises par l'enthalpie dans tout le réacteur. Maintenant que l'on connaît l'ensemble de la distribution de l'enthalpie, du flux massique et de la pression du caloporteur dans tout le réacteur, on dispose de données suffisantes pour calculer les valeurs de la température et de

la densité du caloporteur en interrogeant les tables de vapeur *Freesteam* (Pye, 2013).

De plus, avec l'écriture des N_{DTOT} équations établies en 2.2.2, les N_{DTOT} valeurs de température prises dans le crayon combustible sont maintenant liées par un système matriciel linéaire de même ordre d'équations indépendantes. Le système matriciel peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$M_T \cdot X_T = B_T \quad (2.65)$$

La matrice M_T est carrée d'ordre N_{DTOT} alors que les matrices X_T et B_T sont des vecteurs colonnes de longueur N_{DTOT} . Le vecteur X_T s'écrit alors :

$$X_T = \begin{pmatrix} T_{1,j} \\ T_{2,j} \\ \vdots \\ T_{i,j} \\ \vdots \\ T_{N_{DTOT}-1,j} \\ T_{N_{DTOT},j} \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

Par ailleurs, les matrices M_T et B_T regroupent notamment les données des propriétés thermophysiques du combustible et de la gaine (conductivité thermique, capacité thermique et densité de chaque matériau) ainsi que les coefficients h_C et h_{gap} .

La démarche de résolution du problème de conduction est ainsi la suivante :

1. On initialise les valeurs de la température à des valeurs quelconques non nulles et si possible proches des valeurs attendues⁹ pour pouvoir initialiser les calculs des propriétés thermophysiques des matériaux dans le crayon.
2. On écrit l'ensemble des équations pour mettre en forme le système matriciel linéaire à résoudre.
3. On résout ensuite le système matriciel. Cette résolution se fait grâce à une *méthode classique d'élimination de Gauss avec pivot partiel*. Elle est implémentée dans la bibliothèque d'algèbre linéaire du code Donjon-Dragon Version4 via la routine *ALSB* (Marleau *et al.*, 2002). On obtient alors une distribution de température complète dans le crayon combustible.
4. À partir de la donnée de cette nouvelle distribution de température, on actualise les

9. pour minimiser le nombre d'itérations de calcul.

valeurs des propriétés thermophysiques des matériaux et on reprend les étapes 2 et 3 jusqu'à ce que l'erreur maximale entre les deux dernières itérations de calcul sur l'ensemble des N_{DTOT} valeurs de température devienne inférieure à $1,0\text{ K}$, ce qui correspond à un critère de convergence multiphysique usuel.

Ainsi, par l'exécution de tous ces calculs, on dispose d'une carte de l'ensemble des valeurs prises par tous les paramètres thermohydrauliques en régime stationnaire. De plus, on connaît la distribution des valeurs prises par les trois paramètres de couplage avec la neutronique à savoir la température moyenne du combustible, ainsi que la température et la densité moyennes du caloporteur pour chaque point de discrétisation choisi. Le schéma 2.5 illustre et résume l'enchainement des différents calculs effectués en régime permanent lors de l'exécution du module THM. Enfin, l'annexe G présente l'architecture logicielle du module THM et les rôles respectifs de chacune de ses routines Fortran.

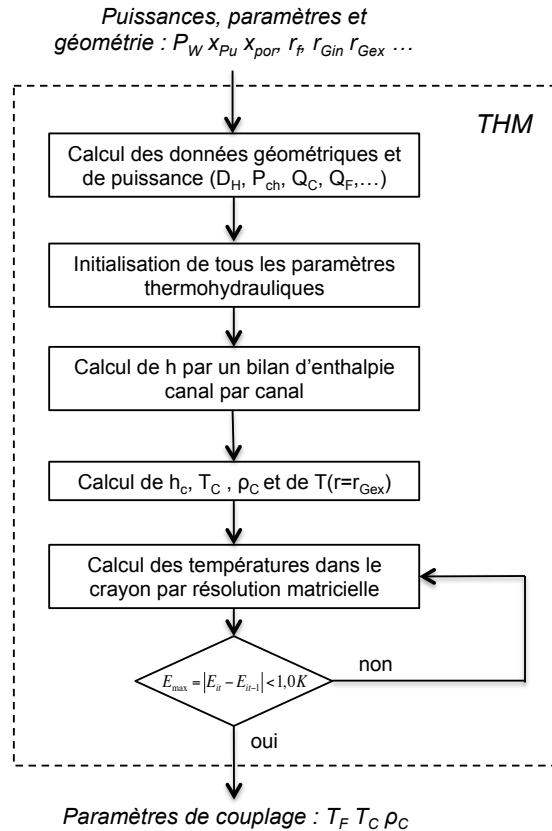


Figure 2.5 Organisation des calculs thermohydrauliques en régime stationnaire dans le module THM.

2.4 Validation des calculs en stationnaire avec ARTHUR

Nous disposons maintenant d'un algorithme de calculs thermohydrauliques complet. Afin d'en vérifier la pertinence des résultats, il convient donc de le soumettre à un test de validation. Pour ce faire, nous avons choisi pour référence dans cette phase de validation un autre module de calculs thermohydrauliques qui comprend des caractéristiques similaires au module *THM*. Ce module, appelé *ARTHUR* (Fassi Fehri, 2008), et conçu initialement pour étudier des réacteurs de type *CANDU*, possède donc des similitudes et des différences par rapport à *THM* que nous commencerons par lister dans cette section du mémoire. Puis, nous décrirons le scénario de validation envisagé ainsi que toutes les conditions et tous les paramètres choisis pour initialiser ces scénarios de validation. Enfin, nous analyserons les résultats obtenus par une comparaison des courbes obtenues avec chaque module de calcul pour conclure quant à la validité de notre modélisation thermohydraulique en régime permanent.

2.4.1 Comparaison des algorithmes THM et ARTHUR

Les modules *THM* et *ARTHUR* (Fassi Fehri, 2008) possèdent une logique de calcul similaire et commune à la plupart des modules de calculs thermohydrauliques. Cette logique ayant été partiellement décrite dans le paragraphe 2.3 et particulièrement au travers de la figure 2.5, nous nous attacherons ici à évoquer les différences entre les deux modules. En effet, *THM* et *ARTHUR* (Fassi Fehri, 2008) se distinguent par des choix différents qui concernent notamment :

- Les corrélations et les lois utilisées pour le calcul des paramètres thermohydrauliques des différents matériaux (caloporteur, combustible, et gaine protectrice)
- Les données géométriques relatives aux réacteurs à l'étude

Dans le tableau 2.2 ci-dessous, nous répertorions, de manière non exhaustive, les différences qui existent entre les deux modules pour des calculs thermohydrauliques en régime *stationnaire*.

Tableau 2.2 Comparaison des codes THM et ARTHUR pour la validation en régime stationnaire.

Code	THM	ARTHUR
Géométrie des cellules et des assemblages	Géométrie de cellule unique ouverte représentant l'assemblage entier	Géométrie d'une grappe de <i>CANDU6</i>
Équations de bilan	Flux massique conservé. Pression conservée et égale à la pression en sortie. Le bilan d'énergie est un bilan d'enthalpie.	Flux massique conservé. Bilan de quantité de mouvement complet. Bilan d'énergie complet sans tenir compte des pertes d'énergie par frottement.
Résolution des équations de bilan	Calcul direct pour le bilan d'énergie	Résolution matricielle et méthode itérative pour la quantité de mouvement et l'énergie
Répartition de la puissance issue de la fission nucléaire	Part résiduelle de la puissance directement dégagée dans le caloporteur	Puissance <i>intégralement</i> dégagée dans le combustible
Calcul du titre et du taux de vide	Calcul monophasique <i>exclusivement</i> (avec modèle de sous-refroidissement basé sur les travaux de Jens & Lottes (Jens et Lottes, 1951) et de Bowring (Bowring, 1962)) (voir section 4)	Régime monophasique ou diphasique avec calcul du taux de vide (modèle de Saha-Zuber (Saha et Zuber, 1974)) puis calcul du titre de l'écoulement
Calcul du coefficient de convection	Corrélation de Dittus & Boelter (voir E) (Dittus et Boelter, 1930)	Corrélation de Chen (Chen, 1966)
Table de vapeur	Table open source <i>FreeSteam</i> (Norme IAPWS-IF97) en langage C (Pye, 2013)	Table de l' <i>American Society of Mechanical Engineers</i> (Norme IAPWS-IF97) en langage Fortran77
Calcul de la température externe de la gaine	Par la loi du flux de chaleur en convection puis par résolution matricielle du problème de conduction	Par la loi du flux de chaleur en convection <i>uniquement</i>
Discrétisation du crayon combustible	Par <i>anneaux d'aire identique</i>	Par anneaux de <i>pas de rayon (ou d'épaisseur) identique</i>

Tableau 2.2 (suite)

Calcul de la conductivité thermique du combustible	Loi empirique prenant en compte la porosité, la fraction massique de plutonium dans le combustible enrichi et le burnup	Corrélation pour l'uranium naturel fournie par EACL et fonction de la température du combustible uniquement
Résolution du problème de conduction thermique	Résolution matricielle et calcul itératif	Résolution matricielle et calcul itératif
Calcul de la conductivité thermique de la gaine	Corrélation de calcul (fonction <i>affine</i>) : $k_g(T) = 12,0 + 1,25 \cdot 10^{-2} \cdot T$	Corrélation de calcul (fonction <i>parabolique</i>) : $k_g(T) = 12,7675 - 5,4348 \cdot 10^{-4} \cdot T + 8,9818 \cdot 10^{-6} \cdot T^2$
Calcul du coefficient dans le gap (interstice)	Interpolation de Ceschino (voir E) en fonction des valeurs du burnup et de la puissance linéique	Valeur moyenne fixe pour tous les assemblages
Critère de convergence de la partie transfert thermique	L'erreur maximale absolue sur l'ensemble des calculs de température doit être inférieure à $1,0 K$	L'erreur maximale relative sur l'ensemble des calculs de température doit être inférieure à $1,0 \cdot 10^{-5}$
Calcul de la température moyenne du combustible pour le couplage multiphysique	Avec la formule de Rowland : $T_f = \frac{4 \cdot T(r=0) \cdot 10 + 5 \cdot T(r=r_f)}{9}$	Avec une formule de moyenne pondérée : $T_f = \sum_{i=1}^{i=M_{FD}} \frac{T_{i+1} + T_i}{2} \cdot \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{r_f^2}$

2.4.2 Hypothèses du scénario de validation

Dans le tableau 2.2, on remarque qu'ARTHUR et THM se basent sur certains choix de calculs différents ce qui peut jouer aussi sur notre interprétation finale de la pertinence des résultats obtenus. C'est pourquoi nous avons choisi de procéder à des modifications mineures dans le code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) pour que la phase de validation donne une vraie pertinence à nos résultats. Les modifications concernaient principalement le changement de géométrie (passage d'une géométrie de réacteurs *CANDU6* à une géométrie réelle) pour le calcul de la puissance volumique et du flux thermique.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les deux modules réalisent des calculs de bilan *canal par canal* et la résolution d'un problème de conduction pour chacun des volumes de contrôle de ce canal. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier trois canaux entiers complètement séparément lors de notre phase de validation. Nous avons fixé et choisi les paramètres d'entrée (vitesse et température) et de sortie (pression) du caloporteur dans chacun des canaux afin qu'ils soient similaires aux paramètres réels observés pour des réacteurs de type

REP900. Le tableau 2.3 donne un aperçu des valeurs prises pour tous les paramètres d'entrée et de sortie du caloporteur. Enfin, nous avons étudié plusieurs canaux positionnés à différents endroits du réacteur (voir figure 2.6) et qui se distinguent par des distributions de puissance différentes. Toutes ces distributions de puissance proviennent de calculs neutroniques stationnaires effectués avec Donjon4 (Hébert, 2013) sur un réacteur réel de type REP900. Le graphe 2.7 représente ainsi la distribution de puissance dans les trois canaux qui feront ensuite l'objet des calculs thermohydrauliques de validation.

Tableau 2.3 Tableau des valeurs prises par les paramètres de conditions aux frontières du caloporteur en entrée et en sortie lors de la phase de validation en régime stationnaire.

Paramètre du caloporteur et unité	Valeur
Pression en sortie (en Pa)	$155,0 \cdot 10^5$
Température d'entrée (en K)	560,95
Flux massique d'entrée (en $kg.m^{-2}.s^{-1}$)	3639,10
Vitesse d'entrée (en $m.s^{-1}$)	4,85

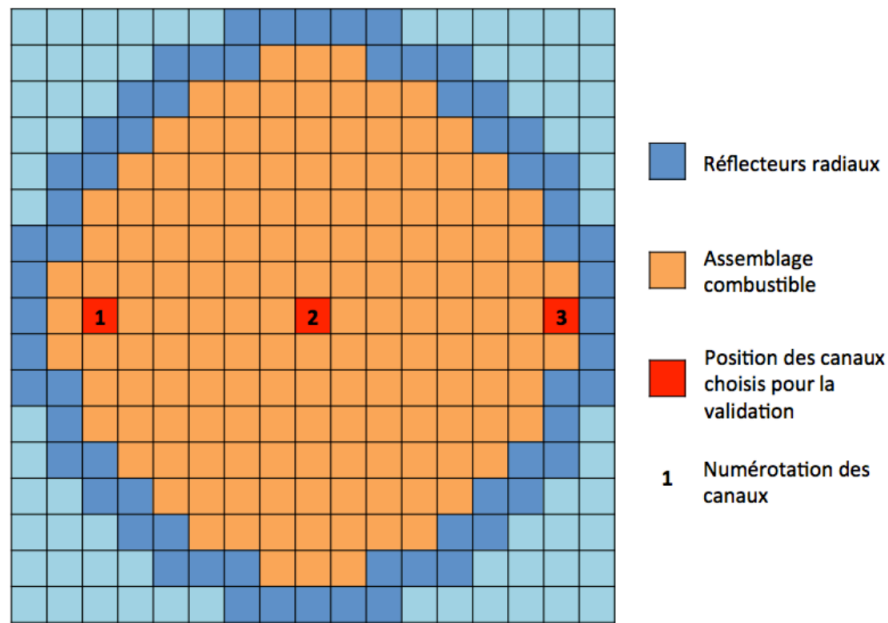


Figure 2.6 Position des canaux dans le réacteur pour la phase de validation de THM.

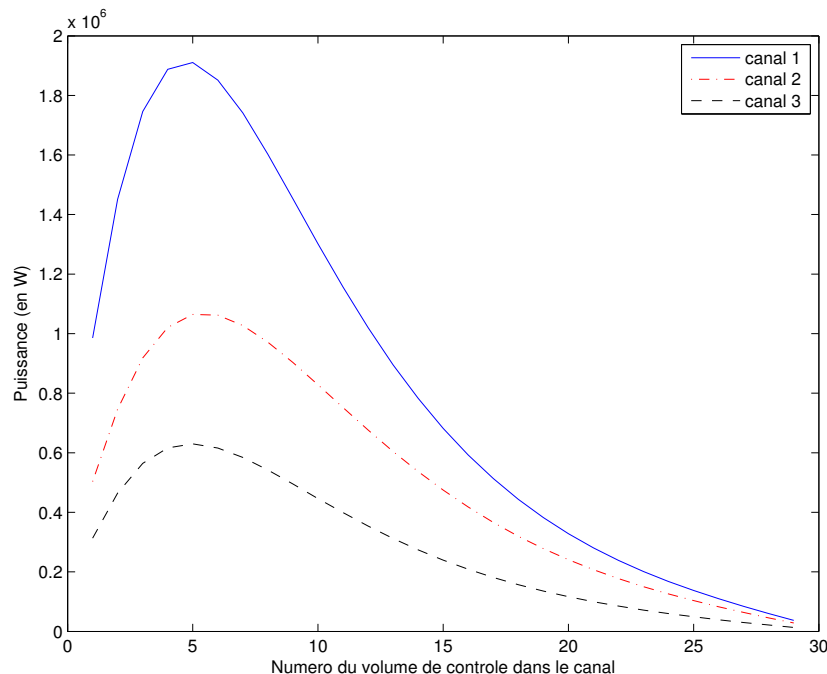


Figure 2.7 Distribution de la puissance dans les trois canaux réels pris pour la validation des calculs thermohydrauliques avec THM.

2.4.3 Résultats et interprétations

Étant donné que notre travail a pour but de mettre en place un couplage multiphysique neutronique-thermohydraulique, nous avons choisi de représenter ici les paramètres habituellement utilisés pour faire du couplage multiphysique à savoir :

- La température moyenne du combustible
- La température moyenne du caloporteur
- La densité moyenne du caloporteur

La figure 2.9 représente l'allure des courbes obtenues pour ces trois paramètres dans le canal 2 avec un calcul THM et avec un calcul ARTHUR. Tout d'abord, décrivons et analysons l'allure générale de chacune des courbes obtenues avec le module THM seulement. On remarque que la courbe de la température du combustible suit très fidèlement la courbe de la puissance dégagée par la fission ce qui va vers une validation du modèle de transfert thermique. Par ailleurs, notons que la température du caloporteur s'échauffe à mesure que ce dernier circule dans le canal ce qui est normal puisqu'il a pour but d'évacuer la chaleur vers le générateur de vapeur. On remarque de plus que le caloporteur s'échauffe beaucoup plus

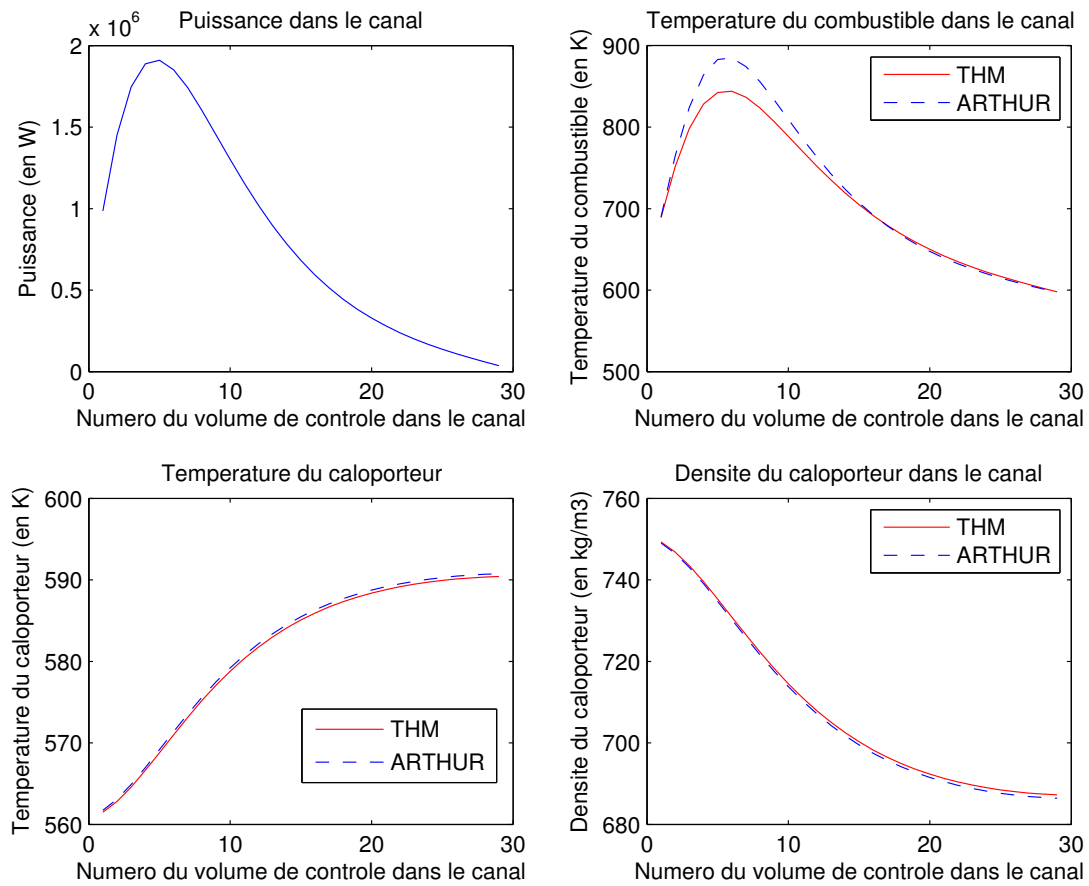


Figure 2.8 Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 2.

lorsqu'il circule dans les premiers assemblages du canal ce qui est corrélé avec la courbe de répartition de la puissance qui montre que les premiers assemblages du canal sont les plus chauds. On note aussi que les conditions aux limites imposées au caloporteur semblent respectées puisque la température du caloporteur dans le premier volume de contrôle du canal est d'environ $561,5K$, cette valeur étant très proche de celle de la température d'entrée fixée pour le caloporteur. Enfin, la courbe de la densité du caloporteur suit les variations inverses de celle de la température ce qui est en accord avec l'effet de dilatation du caloporteur attendu lorsque la température de ce dernier se refroidit toutes choses égales par ailleurs. L'ensemble des courbes obtenues avec le module THM uniquement semble donc cohérent et corrobore l'ensemble des phénomènes physiques et thermohydrauliques décrits par le module .

Comparons maintenant, paramètre par paramètre, les courbes obtenues par les deux codes de thermohydrauliques. Qualitativement, nous voyons que les courbes obtenues avec THM et avec ARTHUR possèdent des variations quasi identiques. Quantitativement, nous voyons que les courbes qui décrivent les paramètres reliés au caloporteur sont beaucoup plus rapprochées en valeur que celles de la température du combustible. En effet, les écarts de calcul maximaux entre les résultats obtenus avec THM et ARTHUR pour la température du caloporteur et la densité du caloporteur sont respectivement de $0,6K$ (soit $0,072\%$) et de $0,86kg.m^{-3}$ (soit $0,13\%$) alors que l'écart maximal sur le calcul de la température du combustible culmine à $40,6K$ (soit $4,6\%$). Cette observation peut s'expliquer par le fait de la simple différence dans le calcul de la conductivité thermique dans les deux codes. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué précédemment (voir tableau 2.2), nous utilisons dans THM une modélisation de la conductivité thermique associée à un combustible utilisé dans les REP et donc enrichi alors que dans ARTHUR, la modélisation de la conductivité thermique est celle de l'uranium naturel soit le combustible utilisé dans les réacteurs CANDU. Ainsi, la conductivité thermique étant plus grande avec la modélisation dans THM, les valeurs de température du combustible obtenues avec ce dernier seront plus faibles que celles obtenues avec ARTHUR. Une autre cause possible de ce décalage dans les valeurs de température obtenues dans le combustible pourrait être la différence dans le calcul de la température moyenne dans le combustible (voir tableau 2.2)

Afin de vérifier les premières interprétations faites pour le premier jeu de courbes dans la figure 2.8, nous présentons maintenant les autres jeux de courbes obtenues cette fois-ci pour les deux autres canaux (canaux 1 et 3 selon la notation donnée précédemment) et représentés respectivement en figures 2.9 et 2.10. En analysant ces nouveaux jeux de courbes, on remarque donc d'une part que toutes les observations qualitatives faites avec le premier jeu

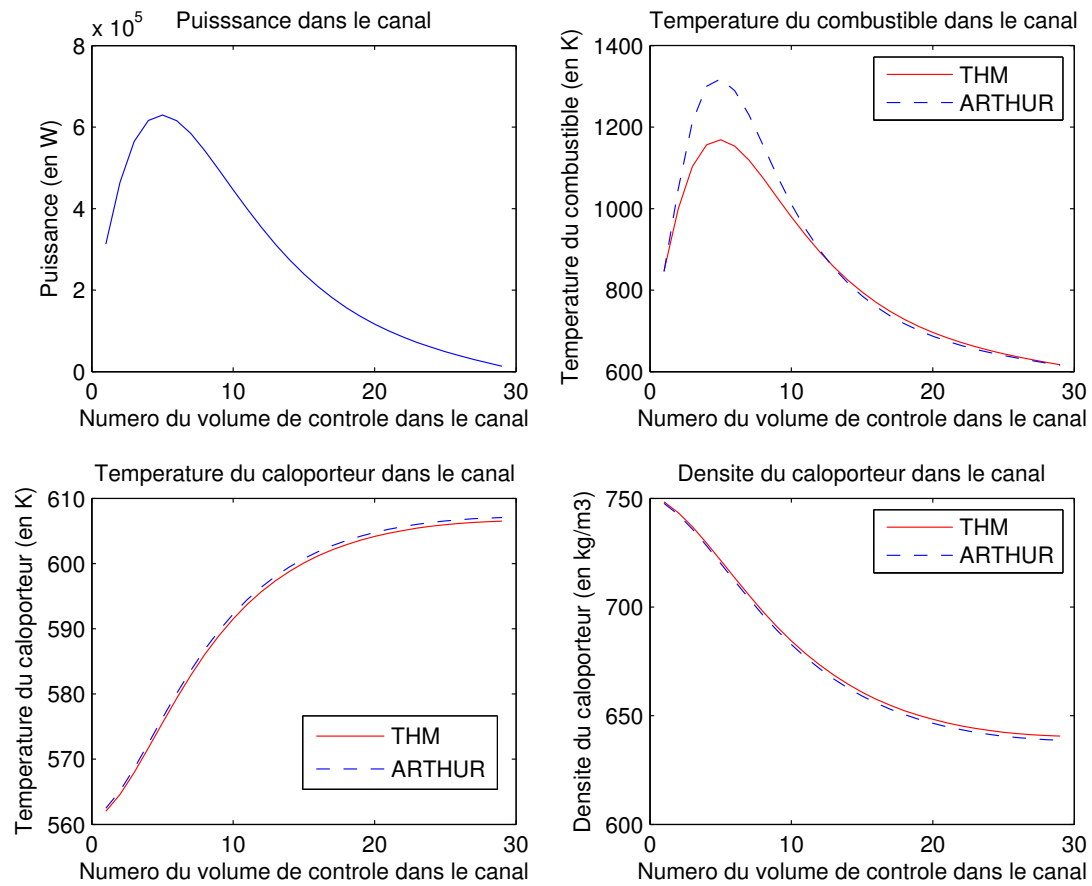


Figure 2.9 Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 1.

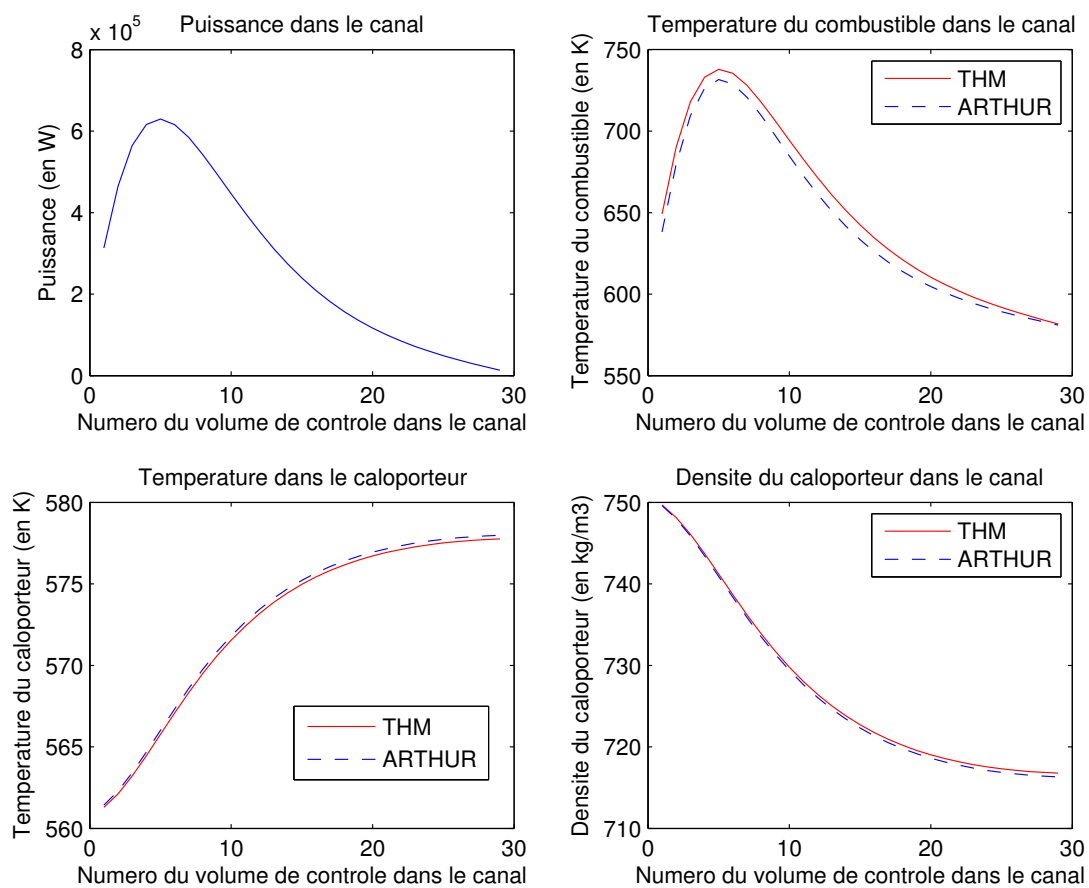


Figure 2.10 Résultats de la phase de validation en stationnaire pour le canal 3.

de courbes restent valables. Cependant, certains nouveaux résultats viennent encore plus appuyer nos premières interprétations. En effet, on remarque que les valeurs de la température et de la densité dans le caloporteur dans les canaux 1 et 3 conservent des écarts très faibles par rapport à la référence ARTHUR. Le tableau 2.4 donne une synthèse de l'ensemble des calculs d'écart maximal effectués lors de la phase de validation de THM avec la référence ARTHUR.

Tableau 2.4 Synthèse des calculs d'écarts maximaux effectués lors de la phase de validation en stationnaire.

Paramètres et écarts		Canal 1	Canal 2	Canal 3
Température du combustible	Écart (K)	149,24	40,63	11,05
	Écart (%)	11,32	4,59	1,73
Température du caloporteur	Écart (K)	0,773	0,417	0,262
	Écart (%)	0,13	0,0722	0,0458
Densité du caloporteur	Écart (kg/m^3)	1,87	0,861	0,466
	Écart (%)	0,29	0,13	0,065

On remarque notamment que plus les canaux dégagent une importante quantité de chaleur et plus les écarts observés dans les calculs augmentent. C'est d'autant plus vrai pour les calculs de la température dans le combustible ce qui est en accord avec notre conclusion dressée précédemment. En effet, la différence de calcul de la conductivité thermique dans les deux codes a une forte incidence sur l'écart important constaté dans le calcul de la température du combustible (par rapport à la référence ARTHUR) dans les volumes de contrôle où la puissance dégagée est la plus importante. Cet écart se reporte par ailleurs dans une moindre mesure dans le calcul de la densité et de la température du caloporteur. Enfin, l'ensemble des calculs effectués nous permet de valider l'hypothèse faite au début de ce chapitre que la perte de pression par gravité et par frottement dans le caloporteur est négligeable. En effet, le module THM ne prend pas en compte la perte de pression dans le caloporteur alors que le code ARTHUR en tient compte. Or, on a pu observer un très faible écart des valeurs de température et de densité dans le caloporteur au cours de nos calculs ce qui permet de valider notre hypothèse initiale¹¹.

Nous venons donc de compléter l'ensemble des étapes pour mettre au point un module de calcul thermohydraulique fonctionnant en régime stationnaire. Nous allons maintenant répéter et adapter ce modèle existant afin de pouvoir maintenant étudier les régimes transitoires.

11. À noter que la perte de pression constatée dans ARTHUR en stationnaire est d'environ 1,1 bar ce qui représente un écart d'environ 0,6 % pour le calcul effectué avec THM qui néglige cette perte de pression.

CHAPITRE 3

ÉTUDE EN RÉGIME TRANSITOIRE

Dans cette partie, nous allons maintenant présenter l'ensemble de notre travail qui concerne l'extension du module de thermohydraulique THM afin qu'il puisse étudier des régimes transitoires de réacteurs à eau pressurisée. La structure de cette partie sera semblable à celle de la partie précédente de ce rapport qui concernait les régimes permanents. Ainsi, nous allons tout d'abord reprendre, adapter et modifier si nécessaire les hypothèses énoncées dans la partie stationnaire afin de pouvoir faire une étude transitoire monophasique complète. Puis, nous allons reprendre une par une les trois équations de bilan en régime monophasique que nous allons réadapter afin qu'elles tiennent compte des nouvelles hypothèses que nous nous sommes fixées pour l'étude en transitoire. Après avoir effectué une discrétisation et une mise en équation complète du problème en transitoire, nous détaillerons la structure logique qui s'appuie sur ces équations. Enfin, de manière similaire à ce qui avait été fait pour l'étude en stationnaire, nous allons mettre au point des scénarios transitoires précis afin de pouvoir procéder à une phase de validation du module THM en transitoire toujours avec le code de référence ARTHUR (Fassi Fehri, 2008).

3.1 Hypothèses prises pour l'étude en transitoire

En régime permanent, nous avons déjà présenté certaines hypothèses fondamentales à l'origine de la modélisation thermohydraulique dans THM. La grande majorité de ces hypothèses reste encore valable ici. C'est pourquoi nous ne présenterons ici que les hypothèses qui seront modifiées ou remises en question dans cette partie du mémoire.

L'hypothèse que nous allons surtout revoir en transitoire est celle que l'on peut négliger les pertes de pression dans le caloporteur. En effet, l'initialisation d'un transitoire monophasique brutal peut rapidement engendrer un passage à un régime diphasique même partiel ou dans une moindre mesure on peut constater l'apparition d'une ébullition locale sous-refroidie dans certaines zones du réacteur. L'hypothèse que la perte de pression puisse être négligée perd alors tout son sens puisque l'apparition d'une phase vapeur entraîne d'importants changements de pression. De plus, la simple apparition en transitoire du terme de variation temporelle de la densité du caloporteur dans le bilan de masse (voir équation 2.6) impose nécessairement une légère modification spatiale du flux massique dans chacun des canaux

du réacteur. Or, une perturbation spatiale du flux massique impose nécessairement une variation spatiale de la pression dans le canal¹ comme nous l'indique l'équation de bilan de la quantité de mouvement (voir équation 2.7). Ainsi, nous avons décidé de revenir sur cette hypothèse et de la reformuler en régime transitoire sous la forme suivante : Les pertes de pression, qu'elles soient dues à la gravité ou aux frottements avec les parois solides ne sont pas négligées. Ceci nous impose d'effectuer un bilan de quantité de mouvement complet et d'introduire une modélisation des efforts de frottement aux parois. Nous avons alors choisi le modèle de *Müller-Steinhagen* (Müller-Steinhagen et Heck, 1986) (voir annexe F pour plus de détails) comme relation de fermeture pour l'équation de bilan de la quantité de mouvement. Par ailleurs, les *travaux (et donc les pertes d'énergie) associés aux pertes par frottement seront négligés dans le bilan d'énergie.*

Enfin, l'ensemble des hypothèses physiques relatives à la distribution de la chaleur dans les assemblages et à la conduction de la chaleur dans le crayon ainsi que la modélisation complète du crayon et du problème de conduction restent inchangés en régime transitoire à la simple différence que nous tenons maintenant compte des variations temporelles de tous les paramètres et plus particulièrement de la température. C'est pourquoi nous ne détaillerons dans la section suivante que les nouvelles équations de bilan mais nous ne reprendrons pas tous les calculs réalisés dans la section 2.2.2 de ce document qui expliquaient la mise en équation du problème de conduction dans un crayon combustible.

3.2 Étude théorique de l'écoulement monophasique en transitoire

Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.1 de ce mémoire, nous considérons que les paramètres thermohydrauliques dont font l'objet les équations de bilan c'est-à-dire la pression, l'enthalpie et le flux massique ne dépendent que de la variable axiale (ou cote) z . De plus, nous devons maintenant connaître l'évolution de chacun de ces paramètres le long de chacun des canaux du réacteur. C'est pourquoi nous avons mis en place un modèle de discrétisation et de mise en équation qui sera présenté dans un premier temps dans cette section du mémoire. Nous décrirons ensuite l'ensemble des étapes qui nous permettront de passer des équations de bilan écrites sous leur forme originelle à leur version finale discrétisée avec la prise en compte des conditions aux limites imposées en entrée pour le caloporteur.

1. Cette hypothèse est discutable si on décide de tenir compte des transferts de masse entre canaux voisins. Cependant, nous avons choisi de conserver cette hypothèse dans notre modélisation en transitoire.

3.2.1 Géométrie de discrétisation du canal

Étant donnée la structure des canaux, nous discrétiserons axialement chaque canal comme cela a été fait dans ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) ou encore dans les travaux de Noredine Mesmou (Mesmou, 2004). La figure 3.1 suivante représente la discrétisation établie. On

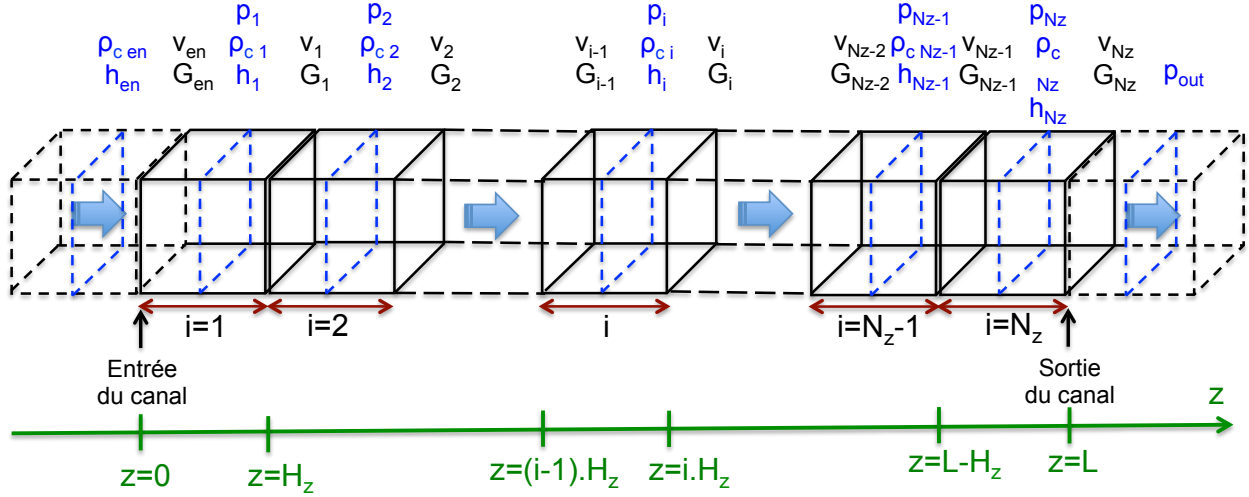


Figure 3.1 Structure de discrétisation 1-D des canaux.

comprend donc que chaque canal est divisé en un nombre N_z volumes de contrôle dans lesquels on résoudra chacune des trois équations de bilan de l'écoulement. Chaque volume de contrôle sera ainsi caractérisé par les différentes variables d'état thermohydrauliques du caloporteur (enthalpie h , pression p , densité ou masse volumique ρ_c), qui seront prises au nœud c'est-à-dire au centre de chacun de ces volumes de contrôle alors que la vitesse du caloporteur (et donc le flux massique) seront pris aux interfaces entre chacun de ces volumes de contrôle². On parle ainsi de *méthode des volumes décalés (staggered control volume)*. Cette méthode a l'avantage de permettre la conservation intégrale de toutes les grandeurs (masse, énergie et quantité de mouvement) quelle que soit la discrétisation et le maillage adopté.

À l'image de ce qui avait été fait dans des travaux précédents (Mesmou, 2004), nous avons choisi une méthode de différences finies de *premier ordre dans l'espace* et de *premier ordre semi-implicite* dans le temps pour résoudre l'ensemble des équations de bilan dans chaque canal. On introduit alors deux nouveaux indices i ($1 \leq i \leq N_z$) et $j \geq 0$ qui représentent respectivement l'indice de la position du volume de contrôle dans l'assemblage (ou dans le canal) et l'indice de l'instant temporel $\tau_j = j \cdot \Delta\tau$. Le caractère semi-implicite de la méthode

2. autrement dit à l'entrée et à la sortie de chacun des volumes de contrôle.

numérique indique par ailleurs que, pour un calcul de bilan à l'instant temporel d'indice j , nous considérerons les variables d'état telles que la pression, l'enthalpie ou encore la vitesse à ce même instant j alors que les propriétés thermohydrauliques telles que la densité (ou masse volumique) seront considérées à l'instant précédent d'indice $j - 1$. Les variables thermohydrauliques prises dans le volume de contrôle d'indice i dans le canal et à l'instant temporel d'indice j seront alors notées comme dans le tableau 3.2.1. La définition mathématique du

Tableau 3.1 Tableau des notations pour les variables thermohydrauliques discrétisées dans le canal.

Paramètre thermohydraulique	Notation
Température	$T_{ci,j}$
Densité	$\rho_{ci,j}$
Enthalpie	$h_{i,j}$
Pression	$p_{i,j}$
Vitesse	$v_{i,j}$
Flux massique	$G_{i,j}$
Coefficient de frottement du liquide	$f_{i,j}$
Flux thermique venant des crayons combustible	$\Phi_{thi,j}$
Chaleur dans le caloporteur	$Q_{Ci,j}$

flux massique à la sortie du volume de contrôle d'indice i sera donc la suivante compte tenu de la méthode des volumes décalés et du caractère semi-implicite de la méthode de différences finies choisie :

$$G_{i,j} = \rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} \quad (3.1)$$

De la même manière, on définira le flux massique en entrée de chaque canal comme suit :

$$G_{en,j} = \rho_{cen,j-1} \cdot v_{en,j} \quad (3.2)$$

Par ailleurs, avec les notations du tableau 3.2.1, les dérivées par rapport au temps et à l'espace (cote z) des variables d'état se réécriront donc de la façon suivante après discrétisation :

- Flux massique (ou vitesse) : Pour le flux massique, on applique une méthode de différence finie arrière d'ordre 1 dans l'espace (pour s'adapter à la condition aux limites

sur la vitesse en entrée du canal) et implicite dans le temps :

$$\frac{\partial G}{\partial z} \Longleftrightarrow \frac{G_{i,j} - G_{i-1,j}}{H_z} = \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} - \rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j}}{H_z} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} \Longleftrightarrow \frac{G_{i,j} - G_{i,j-1}}{\Delta \tau} = \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} - \rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j-1}}{\Delta \tau} \quad (3.4)$$

- Pression : Pour la pression, on applique une méthode de différence finie avant d'ordre 1 dans l'espace (pour s'adapter à la condition aux limites sur la pression en sortie du canal) et implicite dans le temps :

$$\frac{\partial p}{\partial z} \Longleftrightarrow \frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{H_z} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} \Longleftrightarrow \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta \tau} \quad (3.6)$$

- Enthalpie : Pour l'enthalpie, on applique une méthode de différence finie arrière d'ordre 1 dans l'espace (pour s'adapter à la condition aux limites sur l'enthalpie en entrée du canal) et implicite dans le temps :

$$\frac{\partial h}{\partial z} \Longleftrightarrow \frac{h_{i,j} - h_{i-1,j}}{H_z} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} \Longleftrightarrow \frac{h_{i,j} - h_{i,j-1}}{\Delta \tau} \quad (3.8)$$

Nous disposons maintenant d'un modèle de différences finies complet pour le canal. Nous allons donc pouvoir reprendre l'ensemble des équations de bilan de l'écoulement monophasique obtenues en 2.2.1 et les discrétiser suivant le schéma établi sur l'ensemble du canal.

3.2.2 Bilan de masse

Commençons tout d'abord par le bilan de masse. Reprenons l'équation 2.5 et appliquons le modèle de différences finies décrit précédemment pour un volume de contrôle d'indice spatial i :

- $2 \leq i \leq N_z$: Aucune condition aux limites ne doit être appliquée. On est dans le cas général et l'équation du bilan de masse devient alors :

$$\frac{G_{i,j} - G_{i-1,j}}{H_z} + \frac{\rho_{ci,j} - \rho_{ci,j-1}}{\Delta \tau} = 0 \quad (3.9)$$

que l'on peut aussi réécrire de la façon suivante en terme de vitesse :

$$\frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} - \rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j}}{H_z} + \frac{\rho_{ci,j} - \rho_{ci,j-1}}{\Delta\tau} = 0 \quad (3.10)$$

- $i = 1$: La condition aux frontières fixée pour le flux massique est le flux d'entrée noté $G_{en,j}$. En tenant compte de cette condition aux limites, on peut alors écrire :

$$\frac{G_{1,j} - G_{en,j}}{H_z} + \frac{\rho_{c1,j} - \rho_{c1,j-1}}{\Delta\tau} = 0 \quad (3.11)$$

que l'on peut aussi réécrire de la façon suivante en terme de vitesse :

$$\frac{\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j} - \rho_{cen,j-1} \cdot v_{en,j}}{H_z} + \frac{\rho_{c1,j} - \rho_{c1,j-1}}{\Delta\tau} = 0 \quad (3.12)$$

Nous disposons maintenant d'un système d'équations linéaires complet pour la vitesse (et donc aussi pour le flux massique) dans chaque canal. En supposant la répartition de la densité dans le canal connue aux instants τ_j et τ_{j-1} , on peut mettre en place un système matriciel et le résoudre à l'image de ce qui avait été fait pour le système linéaire matriciel de conduction thermique dans le chapitre d'étude du régime permanent. Toutes ces étapes de construction de notre algorithme thermohydraulique seront détaillées dans la section 3.3.

3.2.3 Bilan de quantité de mouvement

Reprenons maintenant l'équation de bilan de la quantité de mouvement 2.7 écrite précédemment. Sachant que dans un même canal, les variables thermohydrauliques ne dépendent spatialement que de la cote z , on peut alors réécrire l'équation de bilan comme suit :

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_c} \right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \underbrace{\frac{f \cdot G^2}{2 \cdot \rho_c \cdot D_H}}_{= F_{zfric}|_{mono}} + \rho_c \cdot g = 0 \quad (3.13)$$

Avec $F_{zfric}|_{mono}$, la résultante des forces axiales de frottement en régime monophasique selon la direction axiale z calculée avec la corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen et Heck, 1986) et f le coefficient de frottement avec la paroi calculée en fonction du nombre de Reynolds associé à l'écoulement du caloporteur (voir l'annexe F pour plus de détails).

Appliquons maintenant le modèle de différences finies présenté en 3.2.1 à l'équation 3.13 pour chacun des volumes de contrôle du canal :

- $2 \leq i \leq (N_z - 1)$: Aucune condition aux limites ne doit être appliquée dans ce cas et

l'équation de bilan de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{G_{i,j} - G_{i,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\frac{G_{i,j}^2}{\rho_{ci,j-1}} - \frac{G_{i-1,j}^2}{\rho_{ci-1,j-1}}}{H_z} + \frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{H_z} + \frac{f_{i,j} \cdot G_{i,j}^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1} \cdot D_H} + \rho_{ci,j-1} \cdot g = 0 \quad (3.14)$$

En terme de vitesse, l'équation 3.14 peut aussi s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} - \rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j}^2 - \rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j}^2}{H_z} \\ & + \frac{p_{i+1,j} - p_{i,j}}{H_z} + \frac{f_{i,j} \cdot (\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j})^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1} \cdot D_H} + \rho_{ci,j-1} \cdot g = 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

- $i = 1$: On reprend exactement le même schéma de différences finies qu'en 3.14 et on applique la condition aux limites pour la vitesse (et donc pour le flux massique) en entrée du canal :

$$\frac{G_{1,j} - G_{1,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\frac{G_{1,j}^2}{\rho_{c1,j-1}} - \frac{G_{en,j}^2}{\rho_{cen,j-1}}}{H_z} + \frac{p_{2,j} - p_{1,j}}{H_z} + \frac{f_{1,j} \cdot G_{1,j}^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1} \cdot D_H} + \rho_{c1,j-1} \cdot g = 0 \quad (3.16)$$

En terme de vitesse, l'équation 3.16 peut aussi s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j} - \rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j}^2 - \rho_{cen,j-1} \cdot v_{en,j}^2}{H_z} \\ & + \frac{p_{2,j} - p_{1,j}}{H_z} + \frac{f_{1,j} \cdot (\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j})^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1} \cdot D_H} + \rho_{c1,j-1} \cdot g = 0 \end{aligned} \quad (3.17)$$

- $i = N_z$: La pression du caloporteur est définie en sortie du réacteur donc il faut adapter notre méthode de différences finies en tenant compte de cette condition aux limites. On reprend le schéma de différence finie établi au paragraphe 3.2.1 et on l'applique en sortie du réacteur à l'équation de bilan de la quantité de mouvement. On obtient alors :

$$\begin{aligned} & \frac{G_{N_z,j} - G_{N_z,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\frac{G_{N_z,j}^2}{\rho_{cN_z,j-1}} - \frac{G_{N_z-1,j}^2}{\rho_{cN_z-1,j-1}}}{H_z} \\ & + \frac{p_{out,j} - p_{N_z,j}}{\frac{H_z}{2}} + \frac{f_{N_z,j} \cdot G_{N_z,j}^2}{2 \cdot \rho_{cN_z,j} \cdot D_H} + \rho_{cN_z,j} \cdot g = 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

En terme de vitesse, l'équation 3.18 peut aussi s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_{cN_z,j-1} \cdot v_{N_z,j} - \rho_{cN_z,j-1} \cdot v_{N_z,j-1}}{\Delta\tau} + \frac{\rho_{cN_z,j-1} \cdot v_{N_z,j}^2 - \rho_{cN_z-1,j-1} \cdot v_{N_z-1,j}^2}{H_z} \\ & + \frac{p_{out,j} - p_{N_z,j}}{\frac{H_z}{2}} + \frac{f_{N_z,j} \cdot (\rho_{cN_z,j-1} \cdot v_{N_z,j})^2}{2 \cdot \rho_{cN_z,j-1} \cdot D_H} + \rho_{cN_z,j-1} \cdot g = 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Comme pour le bilan de masse, cette discrétisation est effectuée pour chaque canal du réacteur. On construit ensuite un système matriciel pour chaque canal composé des N_z équations discrétisées puis on résout le système matriciel. Toutes ces étapes seront détaillées dans la section 3.3.

3.2.4 Bilan d'énergie

Il nous reste maintenant à étudier le bilan d'énergie dans le caloporteur afin de déterminer la distribution du dernier paramètre manquant pour la résolution à savoir l'*enthalpie*. Commençons par reprendre le bilan d'énergie 2.10 effectué précédemment. Sachant que l'on néglige les travaux des forces de frottement ($\vec{\nabla} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{v})$) avec les parois solides et que l'on a l'égalité suivante :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\underbrace{\rho_c \cdot v \cdot g \cdot z}_{=G} \right) + \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_c \cdot g \cdot z) = \underbrace{\rho_c \cdot v \cdot g}_{=0(masse)} + \underbrace{\left(\frac{\partial}{\partial z} (\rho_c \cdot v) + \frac{\partial \rho_c}{\partial \tau} \right)}_{=0(masse)} \cdot g \cdot z \quad (3.20)$$

On peut alors réécrire le bilan d'énergie pour différentes valeurs de i :

- $2 \leq i \leq N_z$: Aucune condition aux limites ne doit être appliquée dans ce cas. Le bilan d'énergie prend donc la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot h_{i,j} + \frac{G_{i,j}^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}} - p_{i,j} + \rho_{ci,j-1} \cdot g \cdot i \cdot H_z}{\Delta\tau} \\ & - \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot h_{i,j-1} + \frac{G_{i,j-1}^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}} - p_{i,j-1} + \rho_{ci,j-1} \cdot g \cdot i \cdot H_z}{\Delta\tau} \\ & + \frac{G_{i,j} \cdot h_{i,j} + \frac{G_{i,j}^3}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}^2} + G_{i,j} \cdot g \cdot i \cdot H_z}{H_z} \\ & - \frac{G_{i-1,j} \cdot h_{i-1,j} + \frac{G_{i-1,j}^3}{2 \cdot \rho_{ci-1,j-1}^2} + G_{i-1,j} \cdot g \cdot (i-1) \cdot H_z}{H_z} \\ & = Q_{Ci,j} + \Phi_{thi,j} \cdot \frac{P_{ch}}{A_C} \end{aligned} \quad (3.21)$$

En développant le flux massique en fonction de la vitesse, on peut aussi écrire le bilan d'énergie de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot h_{i,j} + \frac{(\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j})^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}} - p_{i,j} + \rho_{ci,j-1} \cdot g \cdot (i \cdot H_z)}{\Delta \tau} \\
& - \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot h_{i,j-1} + \frac{(\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j-1})^2}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}} - p_{i,j-1} + \rho_{ci,j-1} \cdot g \cdot i \cdot H_z}{\Delta \tau} \\
& + \frac{\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} \cdot h_{i,j} + \frac{(\rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j})^3}{2 \cdot \rho_{ci,j-1}^2} + \rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j} \cdot g \cdot i \cdot H_z}{H_z} \quad (3.22) \\
& - \frac{(\rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j}) \cdot h_{i-1,j} + \frac{(\rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j})^3}{2 \cdot \rho_{ci-1,j-1}^2} + \rho_{ci-1,j-1} \cdot v_{i-1,j} \cdot g \cdot (i-1) \cdot H_z}{H_z} \\
& = Q_{Ci,j} + \Phi_{thi,j} \cdot \frac{P_{ch}}{A_C}
\end{aligned}$$

- $i = 1$: On utilise alors les conditions aux limites pour le caloporteur en entrée (flux massique et enthalpie). Le bilan d'énergie s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot h_{1,j} + \frac{G_{1,j}^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}} - p_{1,j} + \rho_{c1,j-1} \cdot g \cdot H_z}{\Delta \tau} \\
& - \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot h_{1,j-1} + \frac{G_{1,j-1}^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}} - p_{1,j-1} + \rho_{c1,j-1} \cdot g \cdot H_z}{\Delta \tau} \\
& + \frac{G_{1,j} \cdot h_{1,j} + \frac{G_{1,j}^3}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}^2} + G_{1,j} \cdot g \cdot H_z}{H_z} \quad (3.23) \\
& - \frac{G_{en,j} \cdot h_{en,j} + \frac{G_{en,j}^3}{2 \cdot \rho_{cen,j-1}^2}}{H_z} \\
& = Q_{C1,j} + \Phi_{th1,j} \cdot \frac{P_{ch}}{A_C}
\end{aligned}$$

En développant le flux massique en fonction de la vitesse, on peut aussi écrire le bilan

d'énergie 3.23 de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot h_{1,j} + \frac{(\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j})^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}} - p_{1,j} + \rho_{c1,j-1} \cdot g \cdot H_z}{\Delta \tau} \\
& - \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot h_{1,j-1} + \frac{(\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j})^2}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}} - p_{1,j-1} + \rho_{c1,j-1} \cdot g \cdot H_z}{\Delta \tau} \\
& + \frac{\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j} \cdot h_{1,j} + \frac{(\rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j})^3}{2 \cdot \rho_{c1,j-1}^2} + \rho_{c1,j-1} \cdot v_{1,j} \cdot g \cdot H_z}{H_z} \\
& - \frac{(\rho_{cen,j-1} \cdot v_{en,j}) \cdot h_{en,j} + \frac{(\rho_{cen,j-1} \cdot v_{en,j})^3}{2 \cdot \rho_{cen,j-1}^2}}{H_z} \\
& = Q_{C1,j} + \Phi_{th1,j} \cdot \frac{P_{ch}}{A_C}
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Nous disposons maintenant de trois systèmes d'équations de bilan complets pour la masse, la quantité de mouvement et l'enthalpie et ceci pour chaque canal du réacteur. La résolution complète permet alors de trouver l'ensemble des valeurs prises par la vitesse (ou le flux massique), la pression et l'enthalpie dans chaque canal et donc dans tout le réacteur étudié. C'est ce que nous allons maintenant expliquer.

3.3 Structure de l'algorithme thermohydraulique dans THM

À l'image de ce que nous avons fait pour la conduction dans le chapitre sur le régime stationnaire, nous allons résoudre matriciellement l'ensemble des équations de bilan au temps j pour trouver la distribution de la vitesse (et donc du flux massique), de la pression et de l'enthalpie dans tout le canal au même instant temporel. Ce calcul s'appuie par ailleurs sur la connaissance complète de la distribution de ces mêmes paramètres thermohydrauliques à l'instant $j - 1$. Les systèmes matriciels à résoudre pour chaque canal peuvent ainsi être écrits comme suit :

$$\begin{aligned}
M_v \cdot X_v &= B_v \\
M_p \cdot X_p &= B_p \\
M_h \cdot X_h &= B_h
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Les matrices M sont carrées d'ordre N_z alors que les matrices X et B sont des vecteurs colonnes de longueur N_z . Les trois vecteurs X s'écrivent de la façon suivante :

$$X_v = \begin{pmatrix} v_{1,j} \\ v_{2,j} \\ \vdots \\ v_{i,j} \\ \vdots \\ v_{N_z-1,j} \\ v_{N_z,j} \end{pmatrix} \quad X_p = \begin{pmatrix} p_{1,j} \\ p_{2,j} \\ \vdots \\ p_{i,j} \\ \vdots \\ p_{N_z-1,j} \\ p_{N_z,j} \end{pmatrix} \quad X_h = \begin{pmatrix} h_{1,j} \\ h_{2,j} \\ \vdots \\ h_{i,j} \\ \vdots \\ h_{N_z-1,j} \\ h_{N_z,j} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Pour chaque canal, on suit la démarche de résolution suivante :

1. Pour tout point de discrétisation i dans le canal, on pose l'approximation : $\rho_{ci,j} = \rho_{ci,j-1}$
2. On résout ensuite matriciellement le bilan de masse pour obtenir la distribution de la vitesse dans le canal. Avec la connaissance de la densité (ou masse volumique) à l'instant $j - 1$, on en déduit la valeur du flux massique à l'instant j en se rappelant que l'on a pour tout volume de contrôle d'indice i : $G_{i,j} = \rho_{ci,j-1} \cdot v_{i,j}$.
3. Connaissant maintenant la distribution du flux massique (ou de la vitesse) et de la densité dans le canal, on résout l'équation de bilan de la quantité de mouvement sous sa forme matricielle pour trouver la distribution de la pression dans le canal.
4. On reprend enfin le bilan d'enthalpie et on calcule l'ensemble des valeurs prises par l'enthalpie dans le canal.
5. À partir de chaque couple de valeurs de l'enthalpie et de la pression, on fait appel aux tables de vapeur *Freesteam* pour mettre à jour la valeur de la densité correspondante.
6. À partir de ces valeurs de densité actualisées, on reprend l'ensemble des étapes 2 à 4 jusqu'à ce que toutes les erreurs relatives sur les paramètres calculés (à savoir la vitesse ou le flux massique, la pression et l'enthalpie) entre les deux dernières itérations deviennent inférieures à 10^{-3} .

Une simple interrogation des tables de vapeur *Freesteam* (Pye, 2013) permet ensuite de déterminer les valeurs de la température du caloporteur pour chaque point de discrétisation.

Il ne nous reste plus qu'à déterminer la distribution de la température dans tous les crayons combustible pour compléter l'ensemble des calculs thermohydrauliques avec THM. On reprend alors exactement ce que nous avons fait précédemment en 2.3 pour calculer la distri-

bution de la température dans chaque volume de contrôle de chaque assemblage en régime permanent, mais cette fois-ci en tenant compte des variations temporelles des paramètres thermodynamiques.

Ainsi, par l'exécution de tous ces calculs, on dispose d'une carte de l'ensemble des valeurs prises par tous les paramètres thermohydrauliques à l'instant temporel d'indice j qui pourront être ensuite réutilisés pour le calcul thermohydraulique à l'instant temporel suivant d'indice $j + 1$. De plus, on dispose aussi de la distribution des valeurs prises par les trois paramètres de couplage avec la neutronique à savoir la température moyenne du combustible, ainsi que la température et la densité moyennes du caloporteur dans chaque volume de contrôle. Le schéma 3.2 illustre et résume l'enchaînement des différents calculs effectués en transitoire lors de l'exécution du module THM.

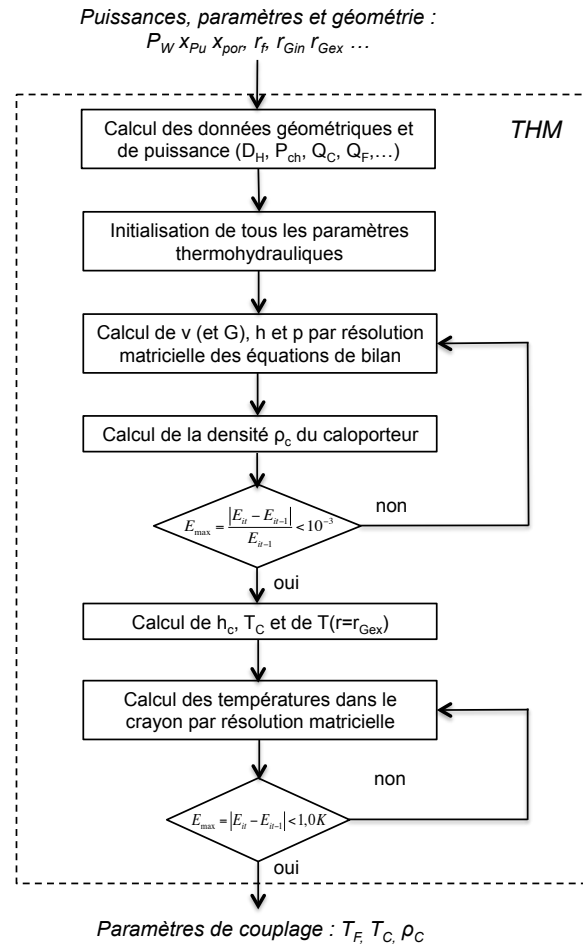


Figure 3.2 Organisation des calculs thermohydrauliques en régime transitoire dans le module THM.

Enfin, l'annexe G présente l'architecture logicielle du module THM et les rôles respectifs de chacune de ses routines Fortran.

Nous allons maintenant passer à la phase de tests de validation du module THM en transitoire avec ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) afin de juger quant à la pertinence des résultats obtenus pour des scénarios transitoires particuliers.

3.4 Validation des calculs en transitoire avec ARTHUR

Nous allons procéder de la même manière que lorsque nous avons procédé à la validation de THM avec ARTHUR en stationnaire. Nous allons tout d'abord reprendre les éléments de comparaison que nous avons établis en régime stationnaire et nous allons les mettre à jour en accord avec les changements que nous avons opérés dans l'algorithme de calcul de THM en transitoire. Puis, nous allons décrire et simuler plusieurs scénarios transitoires dont les résultats nous permettront enfin de conclure quant à la validité des calculs effectués par le module THM en transitoire.

3.4.1 Comparaison des algorithmes ARTHUR - THM

Comme cela a déjà été évoqué dans la sous-section 2.4.1, THM et ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) obéissent à une logique de calcul similaire. C'est d'autant plus vrai en régime transitoire puisque l'écriture et la résolution des équations de bilan sont très similaires à la seule différence qu'aucun titre (et donc aucun taux de vide) n'est pris en compte dans THM car notre étude s'astreint aux écoulements monophasiques uniquement. Nous allons donc reprendre le tableau 2.2 établi en régime stationnaire et y faire des ajouts et des modifications à l'image des changements d'hypothèses que nous avons effectués en régime transitoire³. Le nouveau tableau comparatif 3.2 dressant une liste des différences principales entre les modules THM et ARTHUR pour des calculs transitoires est alors le suivant :

3. Tous les changements et ajouts effectués vis-à-vis du régime stationnaire sont représentés en gras dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 Comparaison des codes THM et ARTHUR pour la validation en régime transitoire.

Code	THM	ARTHUR
Géométrie des cellules et des assemblages	Géométrie de cellule unique ouverte représentant l'assemblage entier	Géométrie d'une grappe de <i>CANDU6</i>
Équations de bilan et résolution	Bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie complets et résolution matricielle itérative	Bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie complets et résolution matricielle itérative
Type de différences finies spatiales	Différences finies spatiales d'ordre 1	Différences finies spatiales d'ordre 2
Schéma de différences finies temporelles	Schéma semi-implicite d'ordre 1	Schéma entièrement implicite d'ordre 1
Conditions entrée/sortie pour le caloporteur	Flux massique et température du caloporteur fixés en entrée. Pression du caloporteur fixée en sortie	Flux massique et température du caloporteur fixés en entrée. Pression du caloporteur fixée en sortie
Critère de convergence des équations de l'écoulement du caloporteur	L'erreur relative sur la vitesse, la pression et l'enthalpie doit être inférieure à 10^{-3} dans les N_z volumes de contrôle	L'erreur relative sur le flux massique, la pression et l'enthalpie doit être inférieure à 10^{-5} dans tous les volumes de contrôle
Répartition de la puissance issue de la fission nucléaire	Part résiduelle de la puissance directement dégagée dans le caloporteur	Puissance <i>intégralement</i> dégagée dans le combustible
Calcul du titre et du taux de vide	Calcul monophasique <i>exclusivement</i> (avec modèle de sous-refroidissement basé sur les travaux de Jens & Lottes (Jens et Lottes, 1951) et de Bowring (Bowring, 1962)) (voir section 4)	Régime monophasique ou diphasique avec calcul du taux de vide (modèle de Saha-Zuber (Saha et Zuber, 1974)) puis calcul du titre de l'écoulement
Calcul du coefficient de convection	Corrélation de Dittus & Boelter (voir E) (Dittus et Boelter, 1930)	Corrélation de Chen (Chen, 1966)
Table de vapeur	Table Open Source <i>FreeSteam</i> (Norme IAPWS-IF97) en langage C (Pye, 2013)	Table de l' <i>American Society of Mechanical Engineers</i> (Norme IAPWS-IF97) en langage Fortran77

Tableau 3.2 (suite)

Calcul de la température externe de la gaine	Par la loi du flux de chaleur en convection puis par résolution matricielle du problème de conduction	Par la loi du flux de chaleur en convection <i>uniquement</i>
Discrétisation du crayon combustible	Par <i>anneaux d'aire identique</i>	Par anneaux de <i>pas de rayon (ou d'épaisseur) identique</i>
Calcul de l'énergie interne du combustible	Corrélation de Fink sous sa forme polynomiale et pour les deux types de combustible (MOX et UOX) (voir annexe B)	Corrélation de Fink sous sa forme exponentielle pour l'uranium naturel uniquement (Carbajo <i>et al.</i>, 2001)
Calcul de la conductivité thermique du combustible	Loi empirique prenant en compte la porosité, la fraction massique de plutonium dans le combustible enrichi et le burn-up	Corrélation pour l'uranium naturel fournie par EACL et fonction de la température du combustible uniquement
Résolution du problème de conduction thermique	Résolution matricielle et calcul itératif	Résolution matricielle et calcul itératif
Calcul de la conductivité thermique de la gaine	Corrélation de calcul (fonction <i>affine</i>) : $k_g(T) = 12,0 + 1,25 \cdot 10^{-2} \cdot T$	Corrélation de calcul (fonction <i>parabolique</i>) : $k_g(T) = 12,7675 - 5,4348 \cdot 10^{-4} \cdot T + 8,9818 \cdot 10^{-6} \cdot T^2$
Calcul du coefficient dans le gap (interstice)	Interpolation de Ceschino (voir E)	Valeur moyenne fixe pour tous les assemblages
Critère de convergence de la partie transfert thermique	L'erreur maximale absolue sur l'ensemble des calculs de température doit être inférieure à $1,0 \text{ K}$	L'erreur maximale relative sur l'ensemble des calculs de température doit être inférieure à $1,0 \cdot 10^{-5}$
Calcul de la température combustible pour le couplage multiphysique	Avec la formule de Rowland : $T_f = \frac{4 \cdot T(r=0)^4 + 5 \cdot T(r=r_f)}{9}$	Avec une formule de moyenne pondérée : $T_f = \sum_{i=1}^{i=M_{FD}} \frac{T_{i+1} + T_i}{2} \cdot \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{r_f^2}$

3.4.2 Hypothèses et scénarios de validation

Dans le chapitre consacré au régime stationnaire (voir paragraphe 2.4.2), nous avons évoqué des changements de géométrie effectués dans le cœur du code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) afin que les résultats obtenus avec ARTHUR aient un bon degré de comparaison avec ceux obtenus avec THM. En régime transitoire, ces modifications faites dans le code ARTHUR restent valables. Ainsi, on travaillera avec une géométrie de réacteurs à eau pressurisée et non avec une géométrie de réacteurs CANDU. Par ailleurs, nous continuerons de faire nos calculs de validation canal par canal.

Afin de tester l'influence de différents paramètres en transitoire sur le comportement thermohydraulique général d'un canal de réacteur, nous avons mis au point quatre scénarios transitoires particuliers. Ces scénarios transitoires s'appuient, que ce soit pour ARTHUR ou pour THM, sur la base des résultats obtenus en régime stationnaire respectivement avec chacun de ces deux codes et *n'impliquent directement que les paramètres d'entrée ou de sortie du caloporteur dans le canal*. Le tableau 3.3 dresse une synthèse de chacun des scénarios choisis pour la validation de THM en régime transitoire.

Tableau 3.3 Tableau de synthèse des scénarios transitoires choisis pour la validation de THM avec ARTHUR.

Scénario	Paramètre du caloporteur modifié	Taux de variation du paramètre
Scénario 1	Pression de sortie	$-10\%/min$
Scénario 2	Vitesse en entrée ⁵	$-10\%/min$
Scénario 3	Température d'entrée	$+10\%/min$
Scénario 4	Température d'entrée	$-10\%/min$

Comme le transitoire que l'on teste est purement thermohydraulique, nous ne ferons pas appel aux modules de neutronique pour recalculer la puissance à chaque instant temporel. Ainsi, nous ne mettrons pas à jour la distribution de puissance d'un instant temporel à l'autre. Nous reprendrons donc la distribution de puissance obtenue par calcul multiphysique en *régime stationnaire* dans le *canal 1* et nous la supposons identique durant tout le transitoire pour chacun des scénarios étudiés. De même, chaque transitoire prendra comme données initiales les paramètres d'entrée et de sortie du caloporteur et les résultats obtenus pour le calcul thermohydraulique stationnaire du canal 1. Par ailleurs, tous les calculs effectués en transitoire se feront avec un pas de temps $\Delta\tau$ de 0,1 s. Enfin, chaque simulation comprendra trois phases :

1. $0.0\text{ s} \leq \tau \leq 5.0\text{ s}$: Le système n'est pas perturbé et le régime est quasi-stationnaire.

Ceci nous permet donc de vérifier si l'état stationnaire est effectivement atteint au niveau de l'écoulement du caloporteur.

2. $5.0\text{ s} \leq \tau \leq 65.0\text{ s}$: Le paramètre du caloporteur choisi dans le scénario étudié subit une modification en accord avec les données du tableau 3.3 sur une durée réelle de 60 secondes
3. $65.0\text{ s} \leq \tau \leq 70.0\text{ s}$: Pendant la durée restante de simulation (5 secondes), nous arrêtons la perturbation des propriétés du caloporteur en entrée ou en sortie et nous laissons le système trouver un nouvel état d'équilibre

3.4.3 Résultats et interprétations

Nous allons présenter et analyser un à un les résultats obtenus pour chacun des scénarios transitoires établis. Comme dans la partie stationnaire, nous ne représenterons graphiquement que les courbes d'évolution des paramètres thermohydrauliques utilisés pour le couplage avec la neutronique⁶. Pour plus de clarté, nous avons aussi choisi de représenter *l'évolution temporelle de la moyenne de chacun de ces paramètres sur le canal entier*.

Scénario 1

Nous représentons en figure 3.3 les résultats obtenus avec ARTHUR et THM dans le cas d'une diminution de pression en sortie du canal étudié. Commençons par regarder les courbes obtenues avec le module THM seulement puis nous comparerons, graphique par graphique, les courbes obtenues avec THM et avec ARTHUR.

Une diminution de pression de 10% en une minute représente une diminution globale de $15,5\text{ bar}$. Cette diminution progressive de la pression ne constitue pas une perturbation thermohydraulique très brutale puisque le caloporteur n'est rien d'autre que de l'eau qui est un fluide incompressible. Globalement, on observe en effet que les valeurs de températures et de densités dans le caloporteur d'une part et dans le combustible d'autre part ne varient que très peu pendant le transitoire de pression. On remarque tout d'abord que la température moyenne du caloporteur diminue très légèrement (environ $3,19\text{ K}$) soit presque pas. En effet, cette diminution est plus que minime si on la compare à la diminution de pression de plus de $15,5\text{ bar}$ qui s'opère dans le caloporteur. Pour expliquer ce phénomène, regardons le diagramme de la pression en fonction de l'enthalpie (diagramme $p - h$) pour l'eau représenté en figure 3.4. En entrée du canal, la température du caloporteur est fixée et c'est la pres-

6. A savoir les températures du combustible et du caloporteur et la densité du caloporteur.

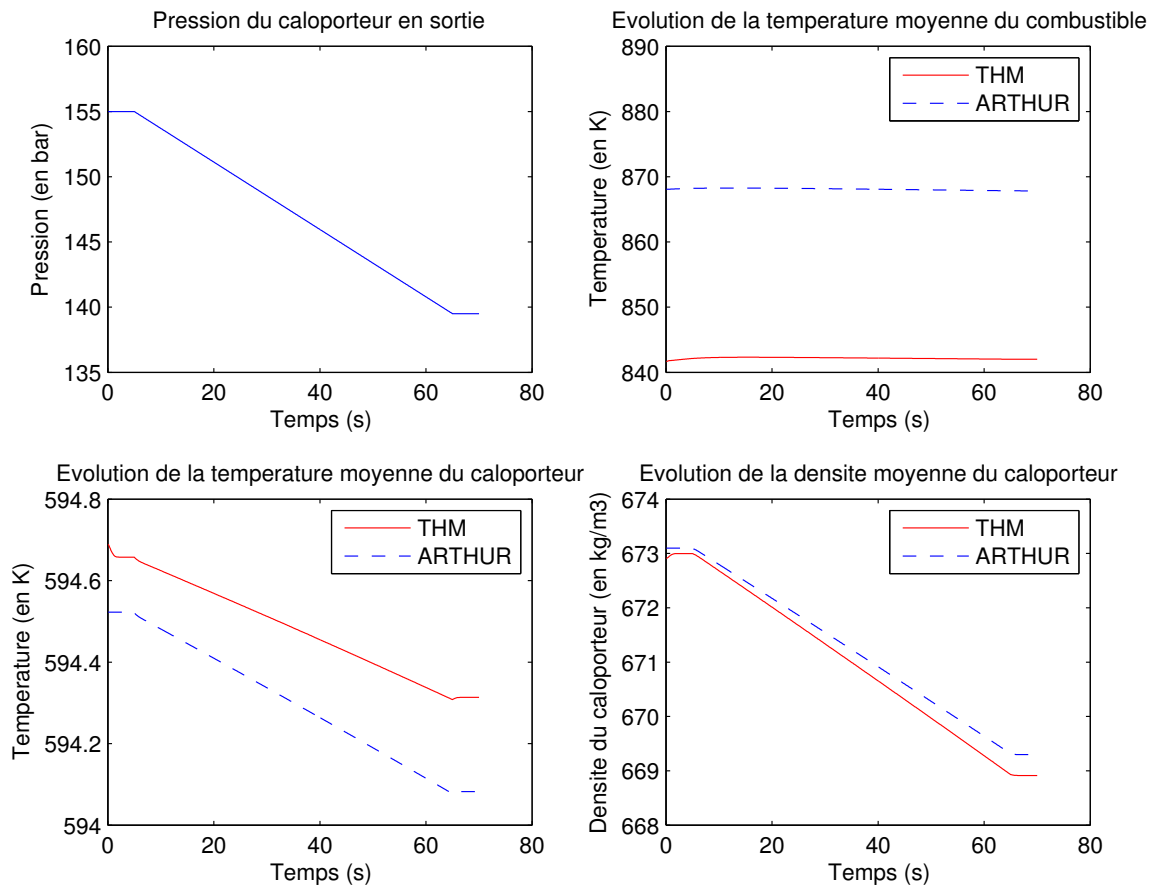


Figure 3.3 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 1 : diminution de la pression de sortie du caloporteur.

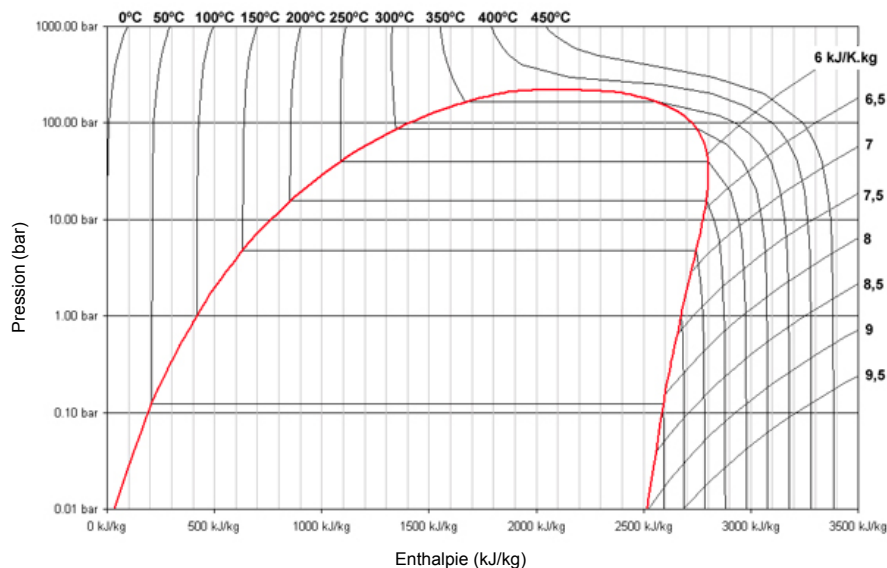


Figure 3.4 Diagramme pression - enthalpie de l'eau.

sion en entrée qui subit une diminution⁷. En suivant alors une ligne isotherme (l'isotherme 300°C par exemple), on voit donc qu'une diminution de pression n'a presque aucun effet sur l'enthalpie en entrée du canal. Par ailleurs, un calcul rapide d'ordre de grandeur assure que la diminution graduelle de la pression dans le canal n'a pas un effet prépondérant dans le bilan d'énergie si on la compare par exemple au terme de dégagement de chaleur qui lui reste constant pendant tout le transitoire. On en déduit donc que la diminution de pression n'aura que peu ou pas d'effets sur la distribution de l'enthalpie dans le canal et donc sur la température du caloporteur d'où l'allure de la courbe obtenue. Regardons maintenant la courbe de la température moyenne du combustible. La courbe a une allure quasi plate. Or, on sait que, compte tenu de nos hypothèses, les deux effets principaux qui peuvent expliquer un changement de température du combustible sont un changement de la puissance issue de la fission et un changement au niveau de la température du caloporteur qui refroidit ce combustible. Ici, ces deux paramètres sont constants ou quasi constants ce qui explique donc que le combustible ne s'échauffe ni ne se refroidit. Enfin, on observe que la densité du caloporteur diminue elle aussi légèrement (4 kg/m^3 environ). On peut donc en conclure que c'est ici l'effet de la diminution de la pression qui va être prépondérant sur l'effet de la diminution de la température pour rendre compte de la diminution de la densité observée. Dans le cas contraire, une diminution, même faible, de la température du caloporteur aurait nécessarai-

7. La perte de pression est quasi constante pour un écoulement monophasique dans un canal de REP. Ainsi, si la pression diminue en sortie, la pression en entrée diminuera de la même quantité environ.

rement entraîné une augmentation de la densité de ce dernier.

Comparons maintenant les courbes obtenues avec THM avec celles obtenues avec ARTHUR. Qualitativement, on remarque d'emblée que les variations de chacun des trois paramètres représentés ont des tendances très similaires. On note notamment que, pour les trois graphiques, il existe une erreur⁸ quasi constante pendant tout le transitoire. Cette erreur est assez faible pour les paramètres relatifs au caloporteur (0,135 à 0,231 K pour la température du caloporteur et 0,0959 à 0,385 kg/m³ pour la densité). Elle est bien entendu plus forte pour la température du combustible (25,83 à 26,43 K) puisque nous gardons une distribution de puissance identique par rapport au calcul stationnaire. Ainsi, nous allons conserver pendant tout le transitoire la même erreur que celle observée en stationnaire pour le calcul de la température du combustible qui était due à des choix différents pour calculer le coefficient de conductivité thermique du combustible dans ARTHUR et dans THM. Enfin, si on regarde plus en détail les valeurs prises par la densité et la température du caloporteur tout au début du transitoire ($0, 0 \leq \tau \leq 1, 0$ s), on remarque une petite variation de ces deux paramètres qui n'est par ailleurs pas observable sur les courbes obtenues avec ARTHUR. Cette variation est simplement due aux changements importants apportés aux calculs de bilan entre l'état stationnaire et l'état transitoire dans THM, notamment le bilan de quantité de mouvement qui tient maintenant compte de la perte de charge statique et des forces de frottement. Ainsi, on va observer un très léger réajustement des valeurs des paramètres du caloporteur tout au début du transitoire.

Scénario 2

Nous allons maintenant compléter nos premiers éléments d'observation établis lors de l'analyse du scénario 1 par le traitement des résultats obtenus lors du scénario 2 qui voit la vitesse (et donc le débit massique) du caloporteur diminuer en entrée du canal de 10% en une minute. L'ensemble des courbes de résultats est représenté sur la figure 3.5 ci-après. Lors du scénario 2, on force une diminution de la vitesse (et donc du flux massique) du caloporteur en entrée du canal étudié, mais on laisse inchangés les autres paramètres d'entrée du caloporteur. Cela veut donc dire que le caloporteur s'écoulera moins vite dans le canal et donc évacuera moins de chaleur qu'auparavant. Le caloporteur aura donc tendance à se réchauffer ce qu'on peut constater sur la courbe de la température moyenne du caloporteur qui s'échauffe de 3,1 K environ. Cet échauffement global du caloporteur aura pour conséquence d'échauffer le combustible étant donné que le dégagement de chaleur est constant pendant tout le transitoire ce que l'on peut observer sur la courbe de la température moyenne du com-

8. Autrement dit un écart de calcul.

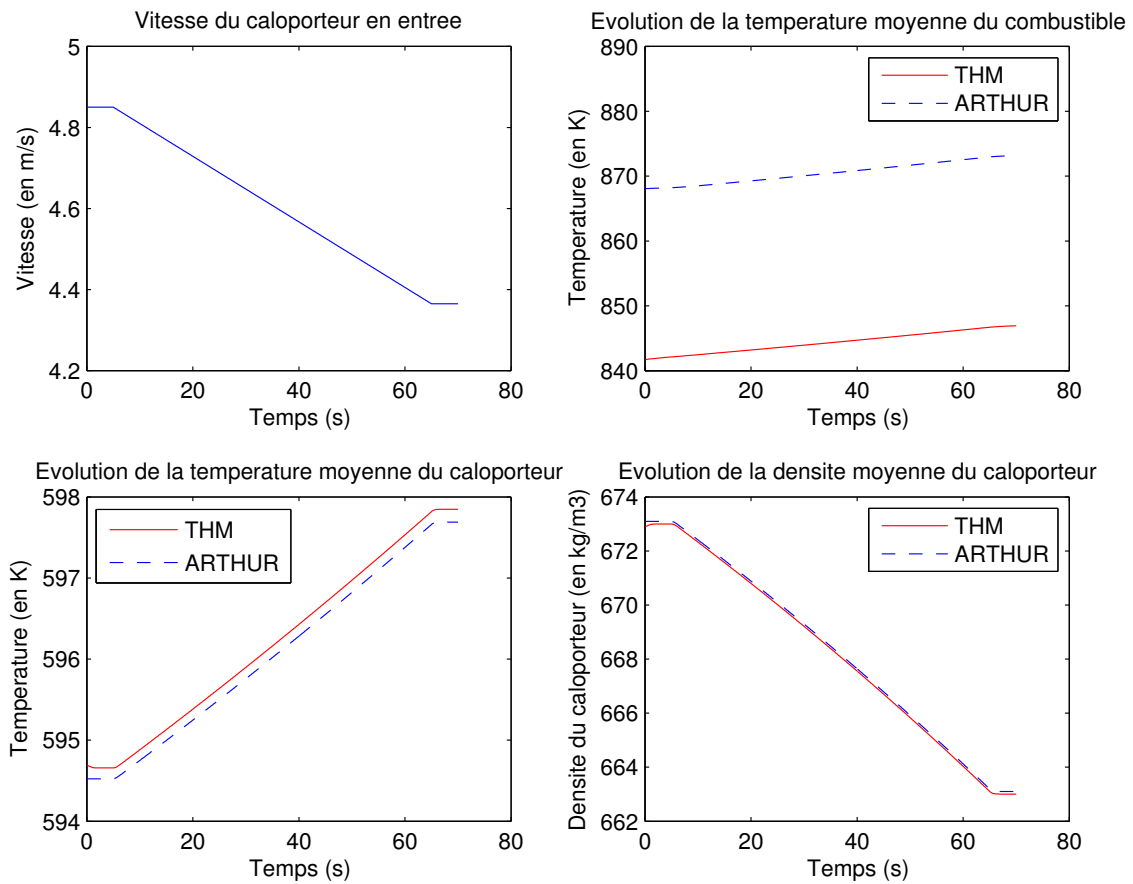


Figure 3.5 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 2 : diminution du flux massique du caloporteur en entrée.

bustible. Cette dernière augmentera ainsi de 5 K environ pendant l'ensemble du transitoire. Par ailleurs, la pression restant identique en tout point du canal pendant tout le transitoire, on en déduit donc que l'augmentation de la température du caloporteur aura pour conséquence une diminution globale de la densité de ce dernier ce que nous observons en effet sur le graphique de la densité (diminution de 10 kg/m^3 sur l'ensemble du transitoire).

Regardons maintenant les courbes obtenues avec ARTHUR. On constate qualitativement que les courbes obtenues avec THM ont la même tendance que celles obtenues avec ARTHUR. Comme nous l'avons vu lors de l'interprétation du scénario 1, on constate encore ici l'existence d'une erreur non nulle sur les calculs des trois paramètres de couplage. Cet écart est quasi constant pendant tout le transitoire. Comme cela est attendu, elle est de $0,13$ à $0,17\text{ K}$ pour la température et de $0,083$ à $0,19\text{ kg/m}^3$ pour la densité du caloporteur ce qui est tout à fait comparable aux valeurs d'erreurs constatées lors du calcul en stationnaire dans le canal 1 et lors du calcul transitoire lors du scénario 1. Cette erreur est aussi encore une fois plus importante sur le calcul de la température du combustible, mais reste tout à fait comparable avec les erreurs constatées lors de nos précédents calculs de validation (voir scénario 1). On constate en effet un écart (différence) de calcul variant entre $26,04$ et $26,43\text{ K}$ pendant tout le transitoire ce qui est très voisin de ce que nous avons pu constaté lors du scénario 1. Enfin, comme nous avons pu le voir lors du scénario 1, on constate un très léger réajustement des valeurs des paramètres d'écoulement du caloporteur lors de l'initialisation du transitoire.

Scénario 3

Le scénario 3 se caractérise par une augmentation graduelle de la température du caloporteur en entrée du réacteur. Les simulations faites avec ARTHUR et THM donnent alors les résultats présentés en figure 3.6. Cette augmentation de la température du caloporteur en entrée aura un effet direct sur le réchauffement global du caloporteur lors du transitoire. Cet effet est très nettement visible sur la courbe d'évolution de la température du caloporteur en figure 3.6. Là encore lors de ce scénario, nous ne modifions pas les autres paramètres du caloporteur ni en entrée (vitesse) ni en sortie (pression). La conséquence directe du réchauffement global du caloporteur sous une pression inchangée sera une nette diminution de la densité du caloporteur ce que nous pouvons observer sur le graphique correspondant. Enfin, comme nous l'avons vu au cours de l'étude du scénario 2, un réchauffement global du caloporteur pour un dégagement de puissance constant aura pour conséquence une augmentation de la température moyenne du combustible. C'est ce qui est alors observé sur la courbe correspondante en figure 3.6. Enfin, on constate que les trois courbes obtenues avec le module THM

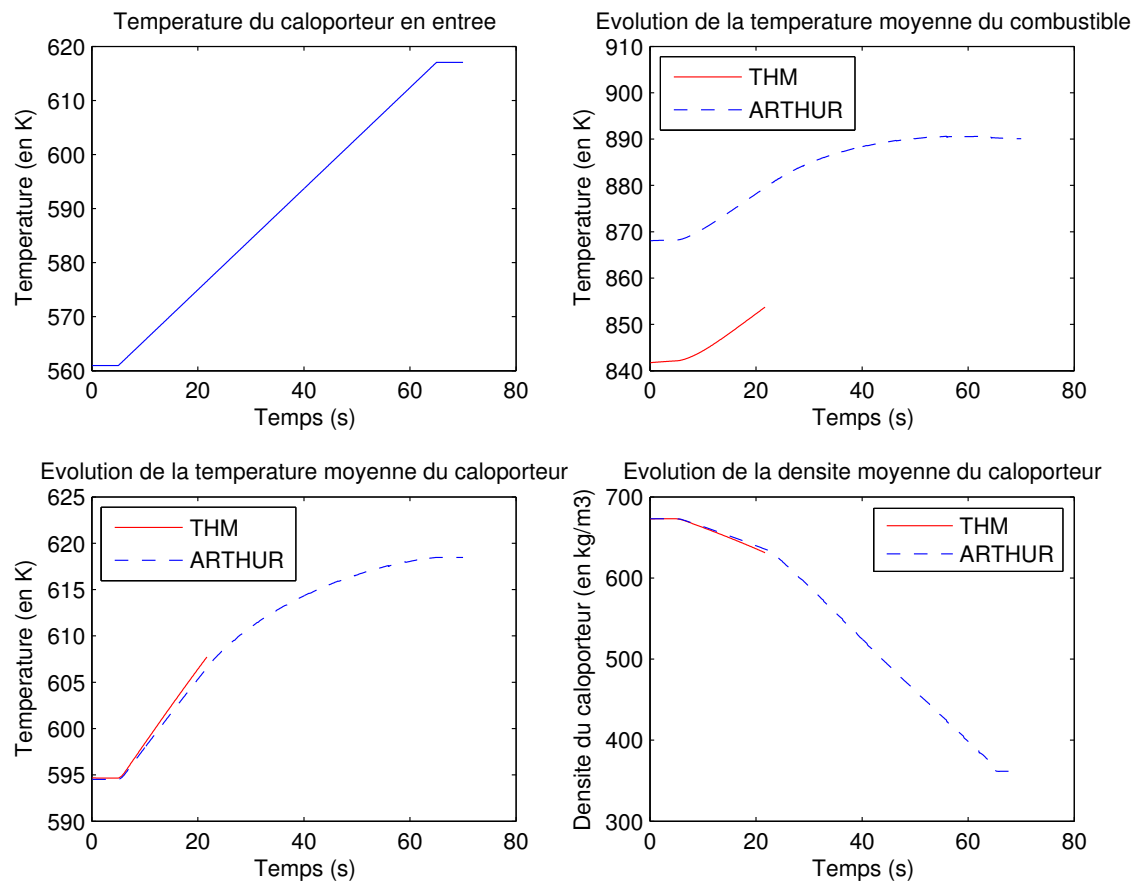


Figure 3.6 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 : augmentation de la température du caloporteur en entrée.

s'arrêtent prématurément à 21,7 secondes de simulation. Cet arrêt brutal est dû au fait que l'on a alors atteint la saturation dans le canal et qu'un calcul diphasique est alors nécessaire pour continuer à étudier la perturbation thermohydraulique que l'on impose.

Là encore, on note, de manière générale, une très bonne corrélation entre les résultats obtenus avec ARTHUR et ceux obtenus avec THM. Les interprétations sont ici très similaires à celles que nous avons faites lors du scénario 2. En effet, on note une très forte corrélation au niveau des valeurs obtenues dans le caloporteur avec une erreur qui varie entre 0,135 et 1,19 K pour la température et entre 0,10 et 4,39 kg/m^3 pour la densité du caloporteur. Notons que l'erreur sur la température du caloporteur a tendance à s'accroître lorsque le caloporteur s'approche de la barrière de saturation ce qui constitue donc une limite notable à notre algorithme. Pour finir, on peut toujours observer une erreur un peu plus importante au niveau de la température du combustible. Cette erreur varie entre 25,79 et 26,37 K et reste donc quasi constante pendant les 21 premières secondes. En effet, les calculs de conductivité thermique sont très différents dans les codes THM et ARTHUR mais le dégagement de chaleur est ici constant durant tout le transitoire ce qui peut expliquer qu'une telle erreur reste quasi identique dans le cas du transitoire de température étudié durant lequel la température moyenne du combustible ne varie que très peu (environ 12 K en 21,7 s).

Nous avons pu constater ici que le scénario 3 de validation n'a pas pu être réalisé entièrement, car le régime de saturation a été atteint rapidement (après 21,7 s de simulation). Ceci révèle donc un premier défaut dans notre modélisation du module THM avec une arrivée de la saturation qui nous empêche de prolonger le calcul mais de plus qui introduit une erreur plus importante sur le calcul de la température du caloporteur. Cependant ce défaut peut être corrigé par l'introduction d'un modèle pour étudier le sous-refroidissement que nous détaillerons dans le chapitre 4. Nous allons maintenant reprendre le scénario 3 en envisageant cette fois-ci une diminution et non une augmentation de la température du caloporteur en entrée du canal pour pouvoir étudier entièrement l'influence d'un transitoire de température en entrée du canal. Cette étude fera l'objet du scénario 4.

Scénario 4

Les courbes obtenues dans le cas d'une diminution de la température dans le caloporteur sont présentées sur la figure 3.7. On constate que les interprétations faites lors des scénarios 2 et 3 restent ici encore valables. Ainsi, une diminution de la température du caloporteur en entrée va globalement refroidir l'ensemble du caloporteur dans le canal (le caloporteur refroidit en moyenne de 53,2 K sur l'ensemble du transitoire). Le caloporteur étant plus froid et

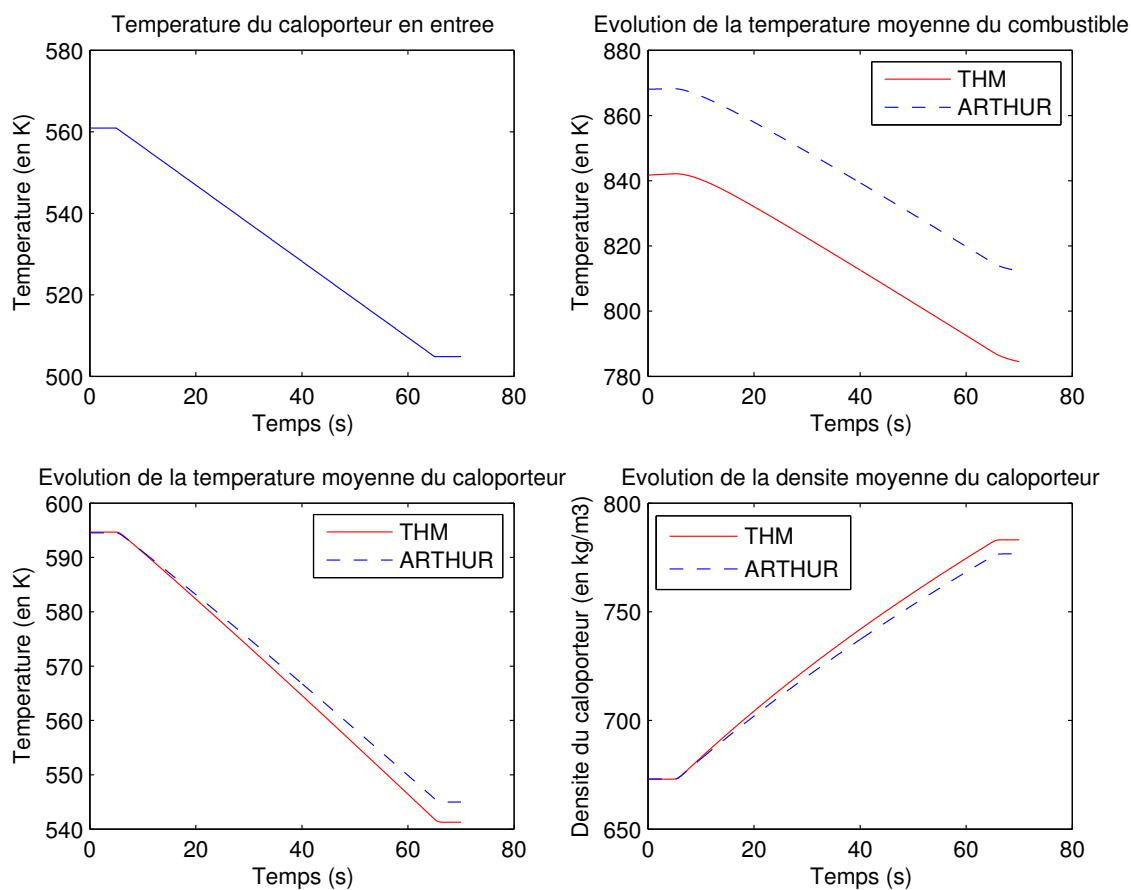


Figure 3.7 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 4 : diminution de la température du caloporteur en entrée.

sachant que l'on continue de dégager autant de puissance dans le combustible, le combustible va aussi subir ce refroidissement (il se refroidira en moyenne de $57,6 K$). De plus, il continuera à subir ce refroidissement à la fin du transitoire le temps qu'un nouvel équilibre de conduction thermique se fasse dans le combustible (voir courbe de la température du combustible pour $\tau \geq 65,0 s$). Enfin, la densité du caloporteur va globalement augmenter en raison du maintien de la pression dans le canal et de la diminution importante de la température. On constate alors une augmentation de la densité du caloporteur d'environ $110 kg/m^3$ sur l'ensemble du transitoire thermohydraulique.

Les écarts constatés au niveau des valeurs obtenues pour les trois paramètres de couplage tracés sont similaires à ceux constatés lors des autres calculs de validation. Les écarts sont ainsi toujours faibles pour ce qui est du caloporteur (entre $0,0024$ et $3,78 K$ pour la température moyenne et entre $0,071$ et $6,59 kg/m^3$ pour la densité) et plus importants pour ce qui est du combustible (entre $25,58$ et $27,86 K$ pour la température du combustible).

Synthèse et conclusion

Le tableau 3.4 synthétise les calculs d'écarts minimaux et maximaux entre les valeurs obtenues avec THM et celles obtenues avec ARTHUR lors des quatre scénarios étudiés. Ainsi, la phase de validation en transitoire a montré, aussi bien qualitativement que quantitativement, que le module THM donne des résultats similaires au code ARTHUR. L'un et l'autre se basent sur une méthode de différences finies respectivement d'ordre 1 pour THM et d'ordre 2 pour ARTHUR par rapport à la variable spatiale z et d'ordre 1 respectivement implicite dans le temps pour ARTHUR et semi-implicite dans le temps pour THM. On s'attend donc naturellement à obtenir des résultats très proches au niveau des valeurs prises par les paramètres dans le caloporteur. L'ensemble des résultats obtenus lors de nos différents scénarios de transitoires semble aller dans ce sens. Par ailleurs, comme nous conservons un profil de puissance constant et identique à celui en stationnaire pendant tout le transitoire, on s'attend donc à garder une erreur plus importante et quasi constante au niveau de la température du combustible. Les graphiques obtenus pour la température du combustible lors des quatre scénarios étudiés semblent là encore aller dans ce sens. Cependant, nous avons aussi pu constater pendant le scénario 3 les limites du calcul réalisé avec le module THM lorsque le caloporteur atteint la saturation et que le calcul de la température du caloporteur présente des écarts par rapport à la référence ARTHUR. Ceci est dû à l'apparition locale de bulles de vapeur à la surface extérieure de la gaine entourant les crayons combustible, phénomène que l'on appelle usuellement ébullition sous-refroidie nécessitant donc l'introduction d'un modèle spécifique pour l'étudier.

Tableau 3.4 Synthèse des calculs d'écart effectués lors de la validation en transitoire.

Scénario	Paramètres et écarts		Min	Max
Scénario 1	Température moyenne du combustible	Écart (K)	25,83	26,43
		Écart (%)	2,98	3,04
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,135	0,231
		Écart (%)	0,0227	0,0389
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,0959	0,385
		Écart (%)	0,0142	0,0751
Scénario 2	Température moyenne du combustible	Écart (K)	26,04	26,43
		Écart (%)	3,00	3,04
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,13	0,17
		Écart (%)	0,0219	0,0280
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,0832	0,1903
		Écart (%)	0,0124	0,0283
Scénario 3	Température moyenne du combustible	Écart (K)	25,79	26,37
		Écart (%)	2,93	3,04
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,135	1,19
		Écart (%)	0,0268	0,20
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,10	4,39
		Écart (%)	0,0148	0,690
Scénario 4	Température moyenne du combustible	Écart (K)	25,58	27,85
		Écart (%)	2,96	3,43
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,0024	3,78
		Écart (%)	0,00040	0,69
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,0071	6,59
		Écart (%)	0,00105	0,85

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire le phénomène de sous-refroidissement qui survient lors du *scénario 3* et le modèle que l'on a choisi pour modéliser ce phénomène dans THM.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DU RÉGIME D'ÉBULLITION NUCLÉÉE SOUS-REFROIDIE

Dans cette partie, nous décrirons l'ébullition sous-refroidie ainsi que le modèle choisi pour étudier le phénomène dans le module THM. Enfin, nous reprendrons le *scénario 3* étudié dans la partie 3.4.3 et nous comparerons les résultats obtenus dans THM avec et sans l'ajout du modèle d'ébullition sous-refroidie.

4.1 Origine et description du phénomène

Comme nous avons pu le constater lors de nos calculs en régime transitoire, des perturbations importantes des propriétés thermohydrauliques du caloporteur en entrée du canal chauffé dans lequel il s'écoule peuvent entraîner la saturation de ce dernier. Cependant, l'établissement de l'ébullition du caloporteur en écoulement dans le canal n'est pas instantané. Le schéma 4.1 représente les différentes étapes de passage d'un liquide pur à une vapeur sèche pour de l'eau légère en écoulement dans une canalisation aux parois chauffées.

Il existe donc une zone dans laquelle le caloporteur n'est pas encore arrivé à saturation, car sa température moyenne¹ est inférieure à la température de saturation T_{sat} (et donc le titre thermodynamique est négatif) mais dans laquelle il y a néanmoins formation locale de bulles de vapeur, car la température de la surface externe de la paroi T_P est supérieure ou égale à la température de saturation. Ce régime d'ébullition est communément appelé *ébullition nucléée sous-refroidie* ou plus simplement *ébullition sous-refroidie*. Ce régime *d'ébullition sous-saturée partielle* prend fin lorsque les premières bulles de vapeur commencent à se détacher de la paroi (*ébullition sous-saturée développée*) et finissent par s'écouler au milieu du canal (*ébullition saturée*) (Tapucu, 2009). Le titre thermodynamique devient alors positif et la saturation est finalement atteinte. Le schéma 4.2 illustre en détail cette formation progressive des bulles de vapeur au niveau de la paroi chauffée puis leur détachement pour enfin arriver à la saturation de l'eau.

On comprend donc que, lorsque l'on se trouve en situation de régime sous-refroidi, une partie de la chaleur provenant de la paroi chauffée (dans notre cas des crayons combustible) est utilisée pour former les bulles de vapeur par vaporisation et donc ne sert pas à chauffer la

1. Autrement dit la température du caloporteur loin de la paroi chauffée.

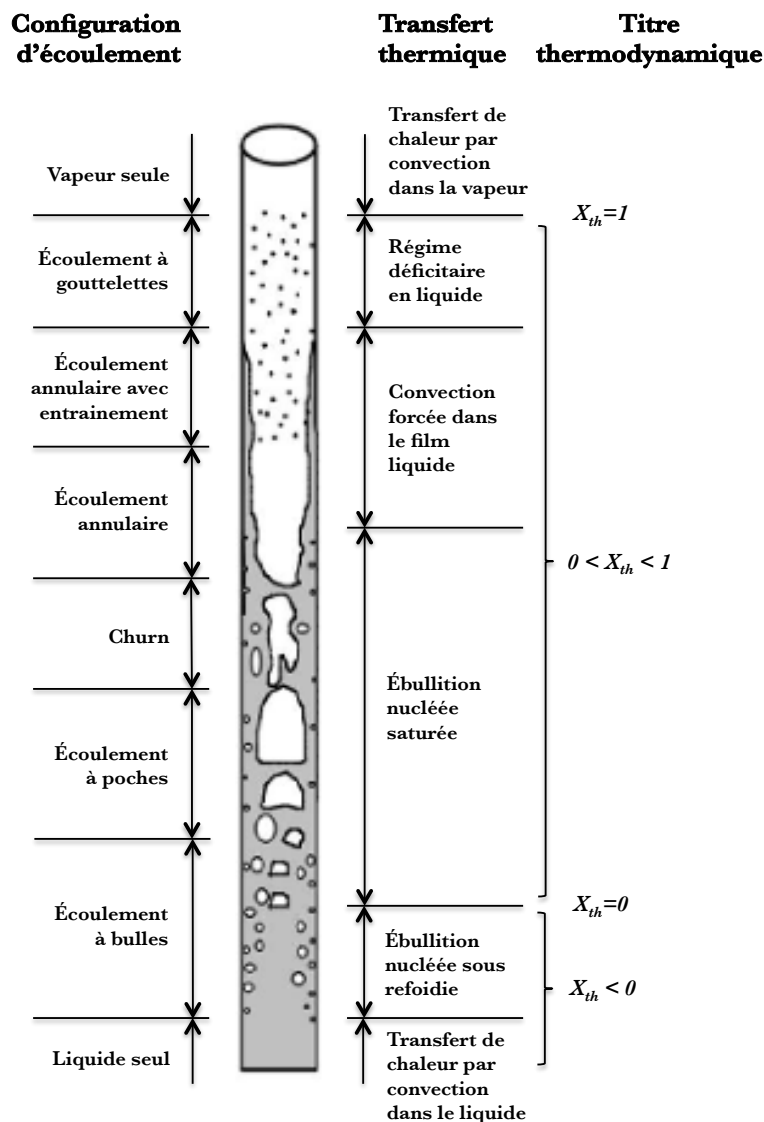


Figure 4.1 Schéma illustrant des différentes étapes du passage de l'eau à l'état liquide pur à la vapeur pure lors de son écoulement dans une canalisation aux parois chauffées (Rousseau, 1995).

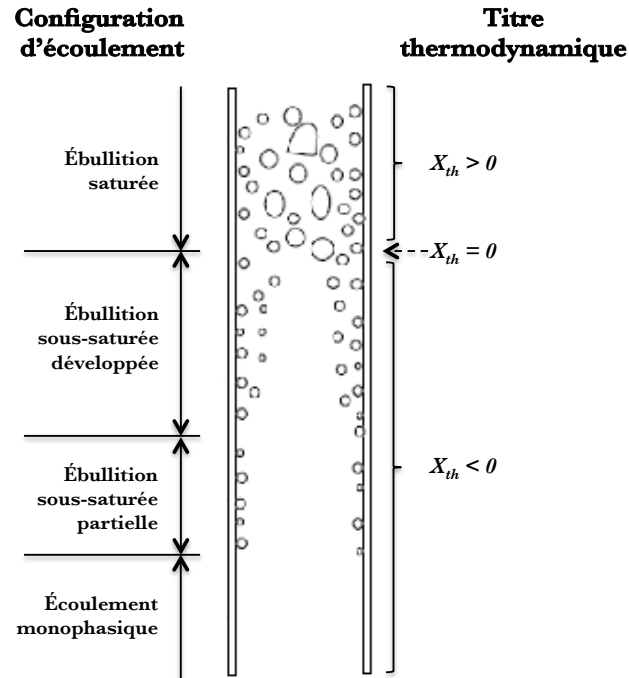


Figure 4.2 Schéma illustratif des différentes sous étapes du sous-refroidissement dans un canal vertical chauffé (Collier, 1981).

phase liquide du caloporteur. C'est pourquoi il convient d'introduire un titre massique de vapeur dans le caloporteur pour déterminer la quantité de vapeur formée à la paroi chauffée le long du canal.

Usuellement, on utilise la formule suivante pour définir le titre massique de vapeur dans le caloporteur en écoulement :

$$X_{th}(T) = \frac{h(p, T) - h_L(T)}{h_V(T) - h_L(T)} \quad (4.1)$$

On parle alors de *titre thermodynamique*. Dans le cas d'un caloporteur en ébullition sous-refroidie, l'enthalpie du caloporteur est inférieure à l'enthalpie du liquide saturé puisque la saturation n'est pas encore atteinte. Ainsi, malgré la présence locale de vapeur à la paroi, la définition du titre thermodynamique nous donnerait une valeur négative pour la quantité de vapeur présente dans le caloporteur. Il convient donc de trouver une autre définition du titre massique de vapeur dans le caloporteur lors de l'ébullition sous-refroidie. On définit alors le *titre de vapeur de l'écoulement* et on le calcule mathématiquement avec la formule suivante

(Tapucu, 2009) :

$$X_{flo} = \frac{\dot{m}_V}{\dot{m}_V + \dot{m}_L} \quad (4.2)$$

En utilisant les définitions des débits massiques des phases vapeur et liquide données par les formules 7 et 8 dans la liste des notations au début du mémoire, on peut alors exprimer le titre de l'écoulement de la façon suivante :

$$X_{flo} = \frac{\rho_V \cdot v_V \cdot \epsilon}{\rho_V \cdot v_V \cdot \epsilon + \rho_L \cdot v_L \cdot (1 - \epsilon)} \quad (4.3)$$

Revenons maintenant au phénomène de sous-refroidissement. Comme on peut le voir sur la figure 4.2, on distingue deux régimes d'ébullition sous-refroidie. Durant la première phase appelée *ébullition sous-saturée partielle*, les bulles de vapeur qui se forment restent collées à la paroi. Durant cette phase, le titre de l'écoulement X_{flo} le taux de vide ϵ sont faibles et peuvent être négligés. Elle correspond à la zone entre les points A et B du graphique 4.3. Au point B, les premières bulles de vapeur se détachent de la paroi et l'*ébullition sous-saturée développée* commence. Le taux de vide ϵ devient alors non négligeable et nécessite d'être pris en compte pour mettre à jour la densité du mélange dans le caloporteur. Ce régime d'ébullition prend fin lorsque le caloporteur atteint finalement la saturation, ce qui correspond au point C sur la figure 4.3. Enfin, notons que lorsque l'ébullition se poursuit, la courbe du titre de l'écoulement X_{flo} croise celle du titre thermodynamique X_{th} ce qui correspond au point D sur le schéma 4.3.

Dans toute la partie qui va suivre, nous chercherons à déterminer l'état du fluide entre les points A et C ce qui correspond à l'étude du régime sous-saturé. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur la méthode proposée par F. Mayinger (Ginoux, 1978), méthode que nous allons détailler dans le prochain paragraphe de ce mémoire.

4.2 Étude théorique de l'ébullition sous-saturée

La première étape à suivre pour étudier le sous-refroidissement est de déterminer le point A où l'ébullition sous-refroidie débute dans le canal². Pour ce faire, il faut donc déterminer la valeur de la quantité $\Delta T_{sat} = T_{sat} - T_P$ appelée *surchauffe* à partir de laquelle l'ébullition sous-refroidie commence.

2. En anglais on parle d'*onset nucleate boiling* abrégé en ONB.

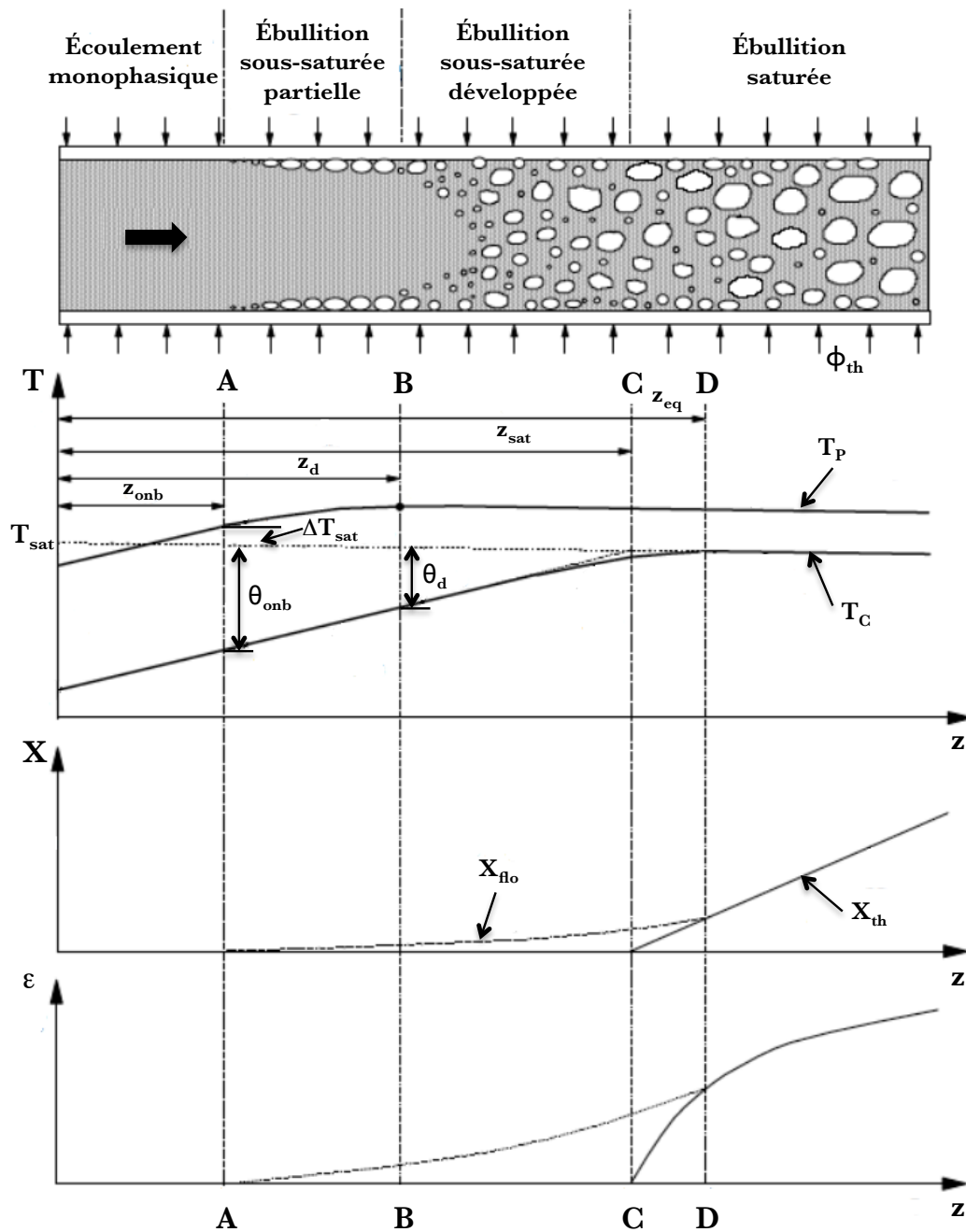


Figure 4.3 Graphe des températures, des titres massiques en vapeur et du taux de vide en régime monophasique, en ébullition sous-refroidie et en ébullition saturée (Tapucu, 2009).

4.2.1 Détection du début de l'ébullition sous-refroidie : La corrélation de Jens & Lottes

Il existe de nombreuses corrélations dans la littérature qui permettent de déterminer la surchauffe ΔT_{sat} à partir de laquelle on commence à observer une ébullition locale sur la paroi chauffée dont celle de *Thom* (Thom *et al.*, 1966), celle de *Rohsenow* (Rohsenow, 1952), celle de *Bergles & Rohsenow* (Bergles et Rohsenow, 1964) ou encore celle de *Jens & Lottes* (Jens et Lottes, 1951). Dans notre cas, nous nous sommes arrêtés sur une modélisation simple, celle de Jens & Lottes, qui ont établi en 1951 la formule suivante pour trouver une valeur approchée à la quantité ΔT_{sat} :

$$\Delta T_{sat} = \frac{0,791}{e^{p \cdot 1,613 \cdot 10^{-7}}} \cdot \Phi_{th}^{0,25} = \beta(p) \cdot \Phi_{th}^{0,25} \quad (4.4)$$

On comprend donc qu'à partir de la simple donnée du flux thermique Φ_{th} provenant des crayons combustible ainsi que de la valeur de la pression locale p du caloporteur qui s'écoule à proximité de ces crayons, on peut déterminer la *surchauffe* ΔT_{sat} et donc la position où débute le sous-refroidissement dans le canal.

Il nous faut maintenant déterminer le titre massique en vapeur X_{flo} et le taux de vide ϵ dans le caloporteur pour finaliser notre étude du sous-refroidissement. Comme nous l'avons vu précédemment en 4.1, le titre thermodynamique X_{th} étant négatif dans la zone sous-refroidie, nous devons donc déterminer le titre de l'écoulement X_{flo} pour ensuite en déduire la valeur du taux de vide ϵ .

4.3 Détermination du titre de l'écoulement et du taux de vide : Le modèle de Bowring

Afin de déterminer simplement le titre de l'écoulement puis le taux de vide lors du sous-refroidissement, nous nous sommes basés sur les recommandations de F. Mayinger (Ginoux, 1978) qui conseille d'utiliser le *modèle de Bowring* (Bowring, 1962).

Comme nous l'avons évoqué précédemment, lors du régime d'ébullition sous-refroidie partielle (segment entre les points A et B sur la figure 4.3), les valeurs prises par le taux de vide restent très faibles. Bowring propose alors de négliger le taux de vide dans cette zone et de déterminer la position dans le canal où se produit le détachement de la première bulle de vapeur qui marque le début de l'ébullition sous-refroidie développée. Il utilise alors la formule empirique suivante pour déterminer l'écart θ_d , en Kelvin, entre la température de saturation

T_{sat} et la température locale du caloporteur T_C à l'endroit où le premier détachement des bulles de vapeur se produit³ :

$$\theta_d = (14,0 + 9,8692 \cdot 10^{-7} \cdot p) \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\Phi_{th}}{v_L} \quad (4.5)$$

Dès lors que le détachement des bulles de vapeur se produit marquant ainsi le début de l'ébullition sous-saturée développée (segment entre les points B et C sur la figure 4.3), le taux de vide devient alors non négligeable et il faut déterminer le titre de l'écoulement. Bowring (Ginoux, 1978) propose alors le modèle suivant pour déterminer ce dernier dans chaque volume de contrôle au-delà du premier détachement des bulles de vapeur :

$$X_{floi} = \sum_{k=i_d+1}^{k=i} \frac{P_{ch}}{\rho_{Lk} \cdot P_{ch} \cdot H_z \cdot v_{Lk} \cdot h_{LVk}} \int_{z_{k-1}}^{z_k} \frac{\Phi_{thk} - \Phi_{spk}}{1 + \Pi_k} dz \quad (4.6)$$

Avec i_d l'indice spatial du volume de contrôle dans le canal où se produit le premier détachement des bulles de vapeur et Φ_{spi} et Π_i définis dans chaque volume de contrôle de la façon suivante :

$$\Phi_{spi} = \begin{cases} h_{Ci} \cdot \theta_i & \text{si } \theta_i > \theta_{spi} \\ 0 & \text{si } \theta_i \leq \theta_{spi} \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\Pi_i = \frac{\rho_{Li} \cdot C_{ci}}{\rho_{Vi} \cdot h_{LVi}} \quad (4.8)$$

L'écart de température θ_{spi} est défini comme suit :

$$\theta_{spi} = 0,7 \cdot \frac{\Phi_{thi}}{h_{Ci}} - \beta(p_i) \cdot (0,7 \cdot \Phi_{thi})^{0,25} \quad (4.9)$$

Ainsi, à l'aide des équations 4.6 à 4.9 et de la connaissance des paramètres thermohydrauliques du liquide et de la vapeur aux conditions de pression et de température locales du caloporteur, on peut déterminer la distribution du titre de l'écoulement X_{flo} dans tout le canal à partir du détachement de la première bulle de vapeur. Nous supposons de plus que les phases liquide et vapeur s'écoulent à la même vitesse (hypothèse d'*écoulement homogène*) et donc que le taux de glissement $S = \frac{v_V}{v_L}$ vaut 1. Cette dernière hypothèse n'est toutefois plus valable lorsque l'on s'éloigne de la saturation et que le titre massique de vapeur prend des valeurs plus importantes.

Le titre massique de vapeur étant maintenant connu dans tout le canal, nous pouvons main-

3. Le facteur 10^{-6} est dû au fait que la formule initiale (Ginoux, 1978) écrite en cm a été transformée pour conserver le m comme unité de longueur.

tenant reprendre l'équation 4.3, pour déterminer le taux de vide dans chaque volume de contrôle du canal. En supposant toujours $v_{Li} = v_{Vi}$ dans tous les volumes de contrôle, on obtient alors :

$$X_{floi} = \frac{\rho_{Vi} \cdot \epsilon_i}{\rho_{Vi} \cdot \epsilon_i + \rho_{Li} \cdot (1 - \epsilon_i)} \quad (4.10)$$

Puis, en inversant cette l'équation 4.10, on obtient l'expression du taux de vide ϵ_i en fonction du titre de l'écoulement X_{floi} dans chaque volume de contrôle :

$$\epsilon_i = \frac{1}{1 + \frac{\rho_{Vi}}{\rho_{Li}} \cdot \frac{1 - X_{floi}}{X_{floi}}} \quad (4.11)$$

Fort de ce résultat, nous pouvons maintenant actualiser les valeurs prises par la densité du caloporteur à l'instant j dans l'équation de conservation de la masse en utilisant la formule de la densité du mélange :

$$\rho_{ci} = \epsilon_i \cdot \rho_{Vi} + (1 - \epsilon_i) \cdot \rho_{Li} \quad (4.12)$$

Notons aussi que l'apparition d'une faible fraction massique de vapeur dans le caloporteur nécessite de réécrire et d'adapter certaines corrélations précédemment écrites pour un régime exclusivement monophasique. Ainsi, la corrélation de Müller-Steinhagen qui évalue les efforts des forces de frottement axiales entre la paroi solide et le fluide en écoulement est maintenant fonction de la densité ρ_L du liquide saturé uniquement⁴ et sera corrigée lors de l'apparition de vapeur par l'introduction d'un facteur Φ_{l0}^2 , dépendant notamment du titre massique en vapeur X_{flo} dans le caloporteur. Le calcul des efforts de frottement dans le bilan de quantité de mouvement en régime diphasique pour des faibles valeurs de titre massique en vapeur est détaillé dans l'annexe F. Enfin, nous conservons la corrélation de Dittus & Boelter pour évaluer le coefficient de transfert par convection en se basant sur les propriétés thermohydrauliques du liquide saturé. Nous considérons ainsi que la fraction de vapeur dans le caloporteur est suffisamment faible pour que l'on néglige l'effet de la vapeur sur le coefficient de transfert par convection.

L'organigramme 4.4 présente la structure du nouvel algorithme thermohydraulique du module THM en transitoire avec introduction d'un modèle d'étude du sous-refroidissement du caloporteur pour évaluer le titre massique de l'écoulement et le taux de vide.

4. Et non de la densité ρ_c du mélange.

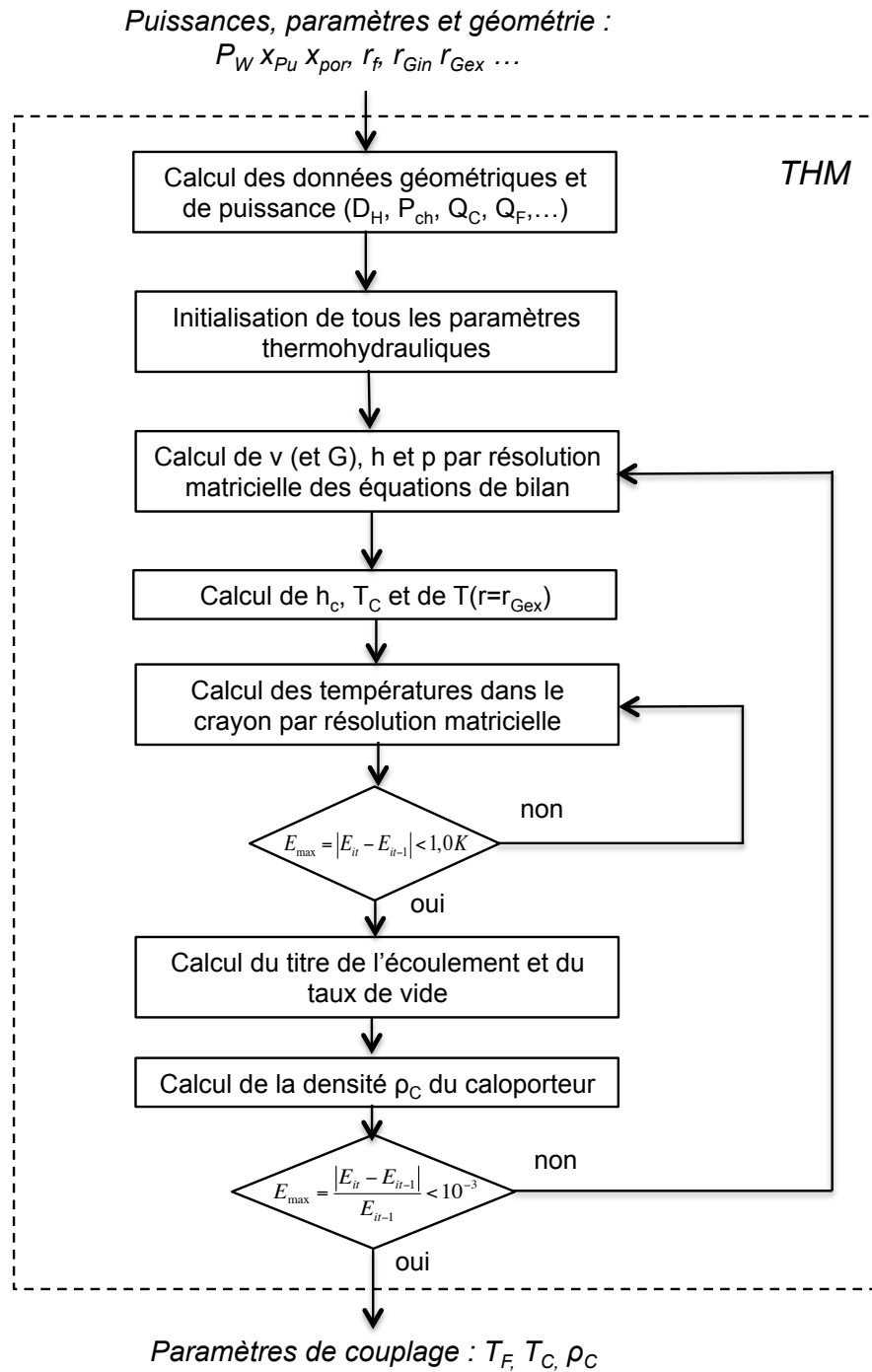


Figure 4.4 Organisation des calculs thermohydrauliques en régime transitoire avec introduction d'un modèle de sous-refroidissement dans le module THM.

Maintenant que nous avons mis en place un modèle complet pour l'étude de l'ébullition sous-refroidie et la détermination du taux de vide et du titre de l'écoulement dans le caloporteur pour calculer la densité réelle du caloporteur et adapter notre algorithme thermohydraulique, nous allons reprendre le calcul réalisé au *scénario 3* et voir l'apport du modèle de sous-refroidissement aux résultats obtenus avec le module THM.

4.4 Résultats et interprétation

Comme nous l'avons vu précédemment, l'apport de l'ensemble du modèle de sous-refroidissement est d'étudier plus précisément l'ébullition sous-refroidie en modélisant le comportement de la vapeur dans le caloporteur. Cependant, notre modélisation du caloporteur en ébullition sous-refroidie permet, avec une marge d'erreur acceptable, d'étudier l'écoulement du caloporteur en ébullition développée pour des faibles titres de vapeur. Nous avons ainsi souhaité étendre notre étude du réchauffement du caloporteur au-delà de la saturation en sachant bien sûr que notre modélisation serait insuffisamment précise par rapport à une modélisation complète d'un régime diphasique comme c'est le cas dans le code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008). Nous avons ainsi choisi de limiter notre simulation à des titres thermodynamiques inférieurs à 3 %, car au-delà de cette valeur, nous obtenons des valeurs trop approximatives sur les paramètres de l'écoulement du caloporteur et l'approximation d'écoulement homogène n'est plus valide. Malheureusement, le franchissement de la barrière de saturation du caloporteur a introduit une instabilité numérique dans notre algorithme et plus précisément au niveau de l'équation de conservation de la masse. Or, nous savons que nous étudions un écoulement dans un canal fermé sans apport de masse extérieur et que le fluide étudié est l'eau qui est en écoulement quasi incompressible. Ainsi, nous savons que, dans cette situation, la conservation de la masse et donc du flux massique est forcément assurée. Ainsi, nous avons posé l'approximation suivante : le flux massique $G_{i,j}$ est constant dans tout le canal étudié et sa valeur est égale à celle du flux massique $G_{en,j}$ fixé en entrée de ce canal. On calcule alors la distribution de la vitesse dans tout le canal en posant : $v_{i,j} = \frac{G_{en,j}}{\rho_{ci,j-1}}$ tout en respectant le schéma temporel semi-implicite défini précédemment dans le chapitre 3. Ceci permet ainsi de contourner cette instabilité numérique et de prolonger notre simulation.

Nous avons représenté en figures 4.5 et 4.6 les courbes respectivement obtenues lors de la simulation du *scénario 3* présenté dans la partie 3.4.2 sans le sous-refroidissement et avec l'introduction du sous-refroidissement. Dans le cas de notre simulation du scénario 3 avec sous-refroidissement, nous avons aussi représenté en figure 4.7 les courbes du titre massique de vapeur et du taux de vide moyens dans le canal 1 étudié.

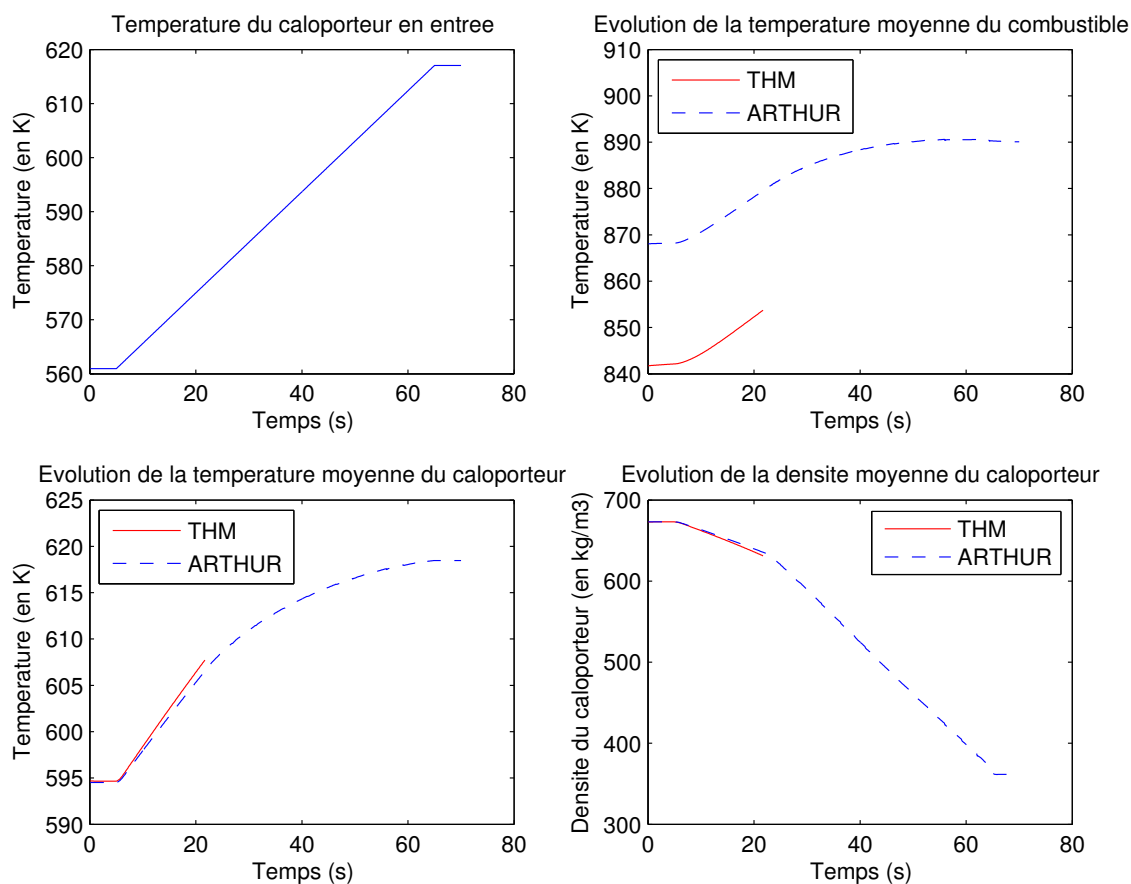


Figure 4.5 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 **sans** sous-refroidissement.

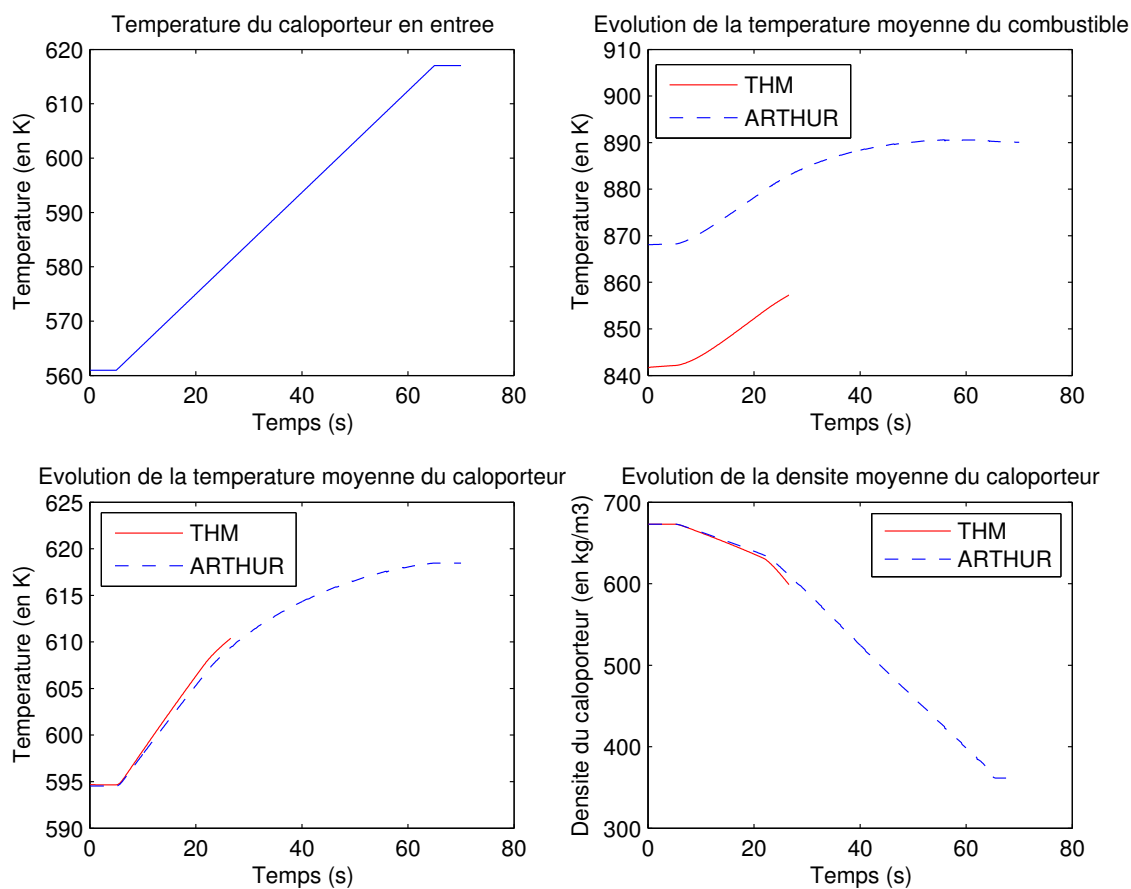


Figure 4.6 Résultats de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 **avec** sous-refroidissement.

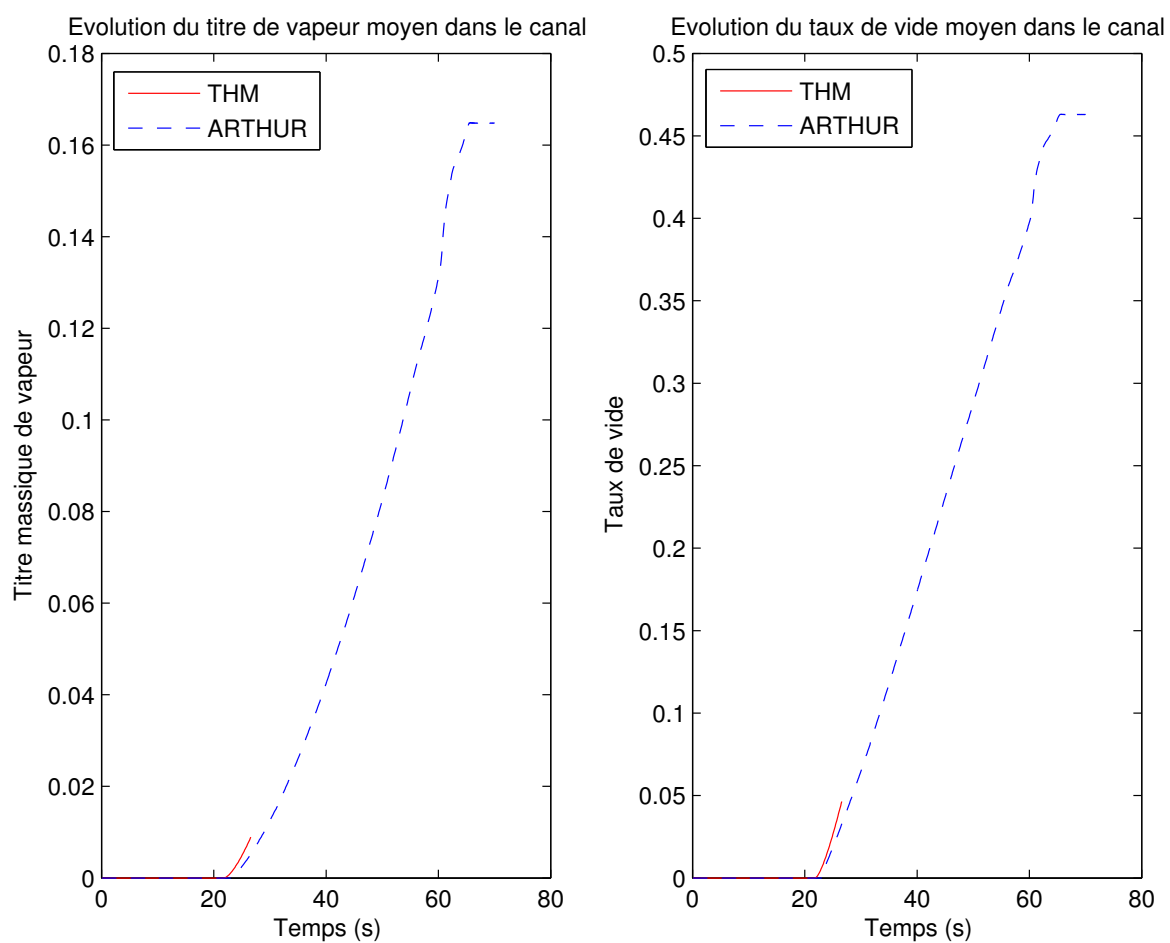


Figure 4.7 Courbes du titre de vapeur et du taux de vide de la phase de validation en transitoire pour le scénario 3 avec sous-refroidissement.

On remarque donc que l'introduction du modèle de sous-refroidissement dans le module THM va permettre d'étendre la durée de notre simulation de 21,7 s (saturation du caloporteur) à 26,6 s (titre thermodynamique supérieur à 3%). On remarque aussi que les courbes de la température et de la densité du caloporteur calculées avec le module THM s'écartent des courbes de référence obtenues avec ARTHUR à mesure que le caloporteur s'échauffe et donc que les titres en vapeur calculés deviennent importants. Ceci montre donc bien les limites de notre modèle de sous-refroidissement pour l'étude des régimes diphasiques développés (au-delà de la saturation). En regardant attentivement les courbes obtenues avec ARTHUR, on remarque que plus le caloporteur s'échauffe et plus les courbes de température du caloporteur et du combustible s'aplatissent alors que la courbe de la densité du caloporteur a tendance à diminuer beaucoup plus fortement après la saturation du caloporteur. Ces ruptures de pente dans les trois courbes tracées sont induites par les changements de phase qui s'opèrent dans le canal simulé pour les gammes de température étudiées. En effet, lors de la phase de vaporisation du liquide un palier de température s'établit (voir diagramme pression-enthalpie en figure 3.4) ce qui assure un fléchissement de la courbe de la température du caloporteur puisqu'une fraction de plus en plus importante de la chaleur totale apportée par le caloporteur en entrée sera utilisée pour le changement d'état et non pour réchauffer le liquide. Par ailleurs, étant donné que l'apport de chaleur venant du combustible est constant lors de tout le transitoire, la courbe de température du combustible va avoir tendance à reproduire les variations de celle de la température du caloporteur avec toutefois un court délai dû au transfert thermique. Enfin, le titre massique en vapeur (et donc le taux de vide) devenant de plus en plus important dans le caloporteur, la densité du mélange liquide-vapeur constituant le caloporteur va fortement diminuer à mesure que la vaporisation s'opère dans le canal puisque la densité de la vapeur est très faible par rapport à celle de l'eau liquide.

Nous avons synthétisé dans le tableau 4.1 les écarts minimaux et maximaux entre les valeurs calculées par THM et celles calculées avec ARTHUR pour l'ensemble des paramètres thermohydrauliques servant au couplage lors de la simulation du scénario 3 avec et sans modèle de sous-refroidissement. Par la lecture de ce tableau, on remarque notamment que l'introduction du modèle de sous-refroidissement combiné à la stabilisation de l'équation de la masse ont permis d'étudier une gamme de titres thermodynamiques plus étendue tout en obtenant une erreur globale plus faible sur le calcul de la température du caloporteur.

Tableau 4.1 Synthèse des calculs d'écart effectués lors de la phase de validation du scénario transitoire 3 avec et sans prise en compte du sous-refroidissement.

Scénario	Paramètres et écarts		Min	Max
Scénario 3 sans sous- refroidissement	Température moyenne du combustible	Écart (K)	25,79	26,37
		Écart (%)	2,93	3,04
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,135	1,186
		Écart (%)	0,0268	0,20
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,135	1,19
		Écart (%)	0,0148	0,690
Scénario 3 avec sous- refroidissement	Température moyenne du combustible	Écart (K)	25,64	26,43
		Écart (%)	2,91	3,04
	Température moyenne du caloporteur	Écart (K)	0,121	1,12
		Écart (%)	0,0203	0,18
	Densité moyenne du caloporteur	Écart (kg/m^3)	0,0759	11,27
		Écart (%)	0,0113	1,85

La mise en place d'un modèle de sous-refroidissement dans le module THM a donc permis d'étendre la durée de notre simulation d'un réchauffement du caloporteur en entrée du canal 1 étudié, mais aussi de diminuer l'écart entre les valeurs de températures du caloporteur calculées par le module de calcul THM et les valeurs obtenues avec la référence ARTHUR. Le modèle de sous-refroidissement reste néanmoins approximatif pour déterminer le comportement du caloporteur au-delà de la saturation de ce dernier. Nous disposons désormais d'un module de calculs thermohydrauliques complet permettant de traiter le comportement de réacteurs à eau pressurisée dans des conditions transitoires variées, et ce dans la limite de titres thermodynamiques inférieurs ou égaux à 3 %. Nous allons maintenant réaliser le couplage de ce module de thermohydraulique avec différents modules de neutronique du code Donjon4 (Hébert, 2013) pour créer une chaîne multiphysique complète et fonctionnelle aussi bien en régime stationnaire qu'en régime transitoire.

CHAPITRE 5

COUPLAGE MULTIPHYSIQUE ET APPLICATION À L'ÉTUDE D'UN SCÉNARIO ACCIDENTEL

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ce mémoire, le couplage multiphysique renvoie ici couplage de deux des disciplines de la physique nucléaire à savoir, dans notre cas, de la thermohydraulique ainsi que de la neutronique.

Cette partie traite l'ensemble de l'étude multiphysique menée avec Donjon4 (Hébert, 2013). Le module de calculs thermohydrauliques simplifiés THM a ainsi été associé à différents modules de calculs neutroniques de Donjon4 pour former une chaîne multiphysique complète destinée à étudier des réacteurs à eau pressurisée en régime stationnaire comme en régime transitoire. Nous allons tout d'abord expliquer comment est réalisé le couplage multiphysique dans Donjon4. Puis, nous utiliserons ce modèle de calculs multiphysiques et l'ensemble du travail réalisé sur le module de calculs THM pour étudier un scénario accidentel dans un réacteur à eau pressurisée : La Rupture d'une Tuyauterie de Vapeur (ou RTV).

5.1 Rappels sur la neutronique

Le travail réalisé dans le cadre de ce projet a pris pour acquis l'ensemble des travaux de développement réalisés auparavant dans Donjon4. Par ailleurs, l'ensemble des modules de neutronique qui seront utilisés dans la chaîne de calculs multiphysiques s'appuient sur les lois génériques de la neutronique et sur des méthodes numériques usuelles.

Les équations de la neutronique et plus particulièrement celles de la cinétique espace-temps qui seront résolues lors de notre simulation de couplage multiphysique en transitoire ainsi que les méthodes numériques implémentées pour les résoudre dans Donjon4 sont détaillées dans le manuel de physique des réacteurs (Hébert, 2009).

5.2 Description du couplage multiphysique et de l'intégration de THM dans Donjon4

Le code Donjon4 est subdivisé en différents modules de calcul qui, mis bout à bout, permettent de réaliser un calcul neutronique complet. Cette chaîne prend comme point de départ la distribution des valeurs des paramètres thermohydrauliques dans le réacteur pour réaliser

l'interpolation des sections efficaces et aboutit au calcul de la distribution de puissance avec la même géométrie de discrétisation. Avec l'ajout du module de calculs thermohydrauliques THM dans le code Donjon4, nous pouvons maintenant prolonger cette chaîne de calculs. En effet, le module THM va prendre en entrée la distribution de puissance ainsi obtenue et recalculer l'ensemble des valeurs des paramètres thermohydrauliques ce qui, par association avec la chaîne existante dans Donjon4, formera une boucle de calculs multiphysiques couplés. Dans ce paragraphe du mémoire, nous décrirons l'enchaînement de ces différents modules dans la chaîne multiphysique, en régime stationnaire et en régime transitoire.

L'ensemble de la chaîne utilisée pour les calculs multiphysiques est représenté sur le schéma 5.1.

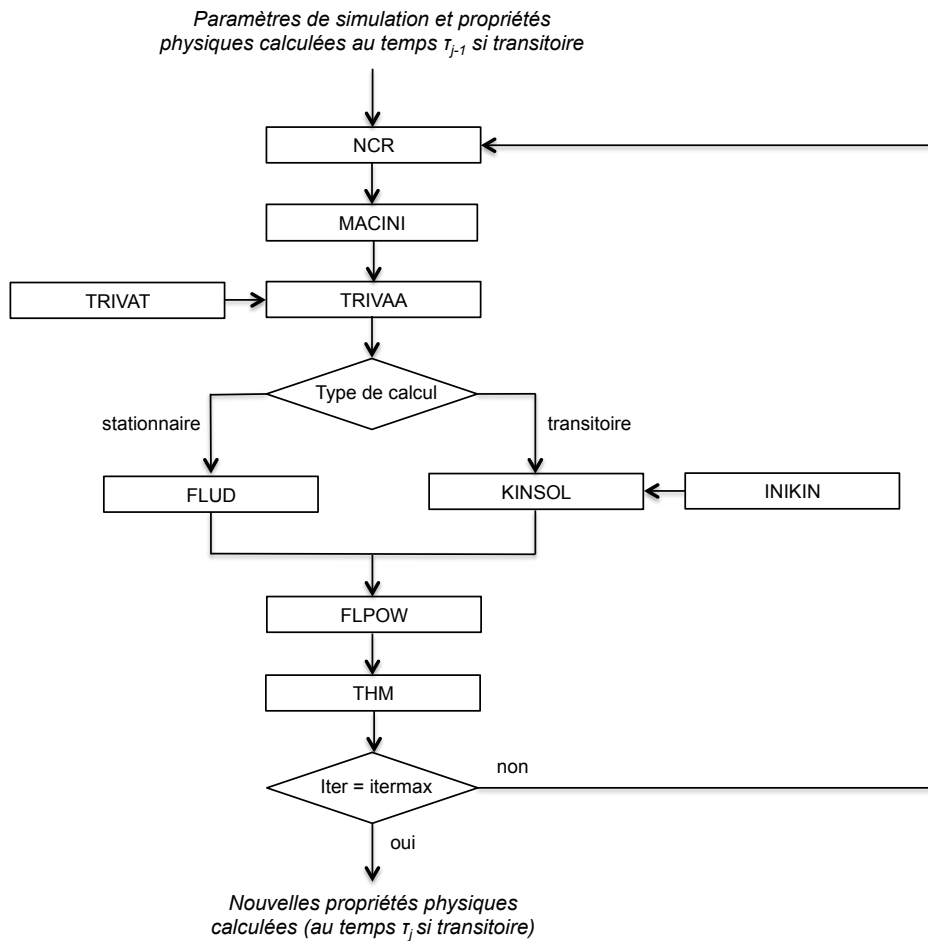


Figure 5.1 Représentation schématique de la chaîne multiphysique utilisée pour les calculs couplés dans Donjon4.

Les rôles respectifs de chacun des modules Fortran de Donjon4 représentés sur le schéma 5.1 sont les suivants :

- **NCR** : Le module NCR réalise une interpolation multigroupe et multiparamètre des sections efficaces et de l'ensemble des propriétés de chacun des matériaux modélisés dans le réacteur à partir des valeurs de :
 - La température moyenne du combustible
 - La température du caloporteur
 - La densité du caloporteur
 - La concentration de bore dans le caloporteur
 - Le burnup

L'interpolation multiparamètre peut être linéaire ou bien cubique de type Ceschino (Hébert, 2011) et est réalisée à partir d'une base de données de référence appelée *multicompo* et obtenue grâce à un calcul Dragon4.

Ce calcul d'interpolation est appelé à deux reprises à chaque boucle multiphysique : une première fois pour les cellules dans le cœur du réacteur puis une seconde fois pour les cellules situées au niveau des réflecteurs axiaux et latéraux du réacteur. On obtient donc à l'issue de cette opération deux tables ou objets qui contiennent l'ensemble des valeurs interpolées de chacun des paramètres physiques nécessaires pour résoudre l'équation de la diffusion neutronique. Ces objets sont communément appelés *Macrolib*. La procédure d'appel et les options de calcul à définir pour le module NCR sont détaillées dans le guide d'utilisateur de Donjon Version4 (Sekki *et al.*, 2012).

- **MACINI** : Le module MACINI réalise une fusion des deux objets Macrolib obtenus lors des deux appels successifs du module NCR. On obtient donc en sortie de ce module une Macrolib étendue contenant les propriétés de tous les matériaux dans le réacteur et ceci dans toutes les zones établies par la discrétisation du réacteur. Plus d'explications sur le fonctionnement de ce module sont consultables dans le guide d'utilisateur de Donjon Version4 (Sekki *et al.*, 2012).
- **TRIVAA** : Le module TRIVAA crée les matrices d'éléments finis à partir de la Macrolib produite par le module MACINI et à partir de l'objet de tracking obtenu avec le module TRIVAT et qui contient les données de géométrie et de discrétisation. Les détails sur le fonctionnement des modules TRIVAA et TRIVAT sont disponibles dans la notice de Trivac Version4 (Hébert, 2012) et dans le chapitre 5 de la référence (Hébert, 2009).
- **FLUD** : Le module FLUD est exécuté dans le cas où on choisit d'établir un calcul en régime stationnaire. Il s'appuie sur les matrices d'éléments finis obtenus avec le module

TRIVAA et sur l'objet de tracking contenant la géométrie pour déterminer la distribution du flux en chaque point de la discrétisation. Des explications complémentaires sont disponibles dans la notice de Trivac Version4 (Hébert, 2012).

- **KINSOL** : Le module KINSOL est exécuté dans le cas où on choisit d'établir un calcul en régime transitoire. À l'image du module FLUD, le module KINSOL s'appuie sur les données en sortie du module TRIVAA, de la macrolib générée par MACINI et du tracking généré par TRIVAT pour réaliser le calcul de la distribution du flux dans tout le réacteur par résolution de l'équation neutronique de cinétique espace-temps. Cependant, il s'appuie en plus sur les mêmes données (tracking, macrolib étendue et matrices d'éléments finis) calculées à l'instant temporel précédent ainsi que sur les paramètres cinétiques initialisés avec le module INIKIN. Des explications complémentaires sur les modules INIKIN et KINSOL sont disponibles dans le guide d'utilisateur de Trivac Version4 (Hébert, 2012) et dans le chapitre 5 de la référence (Hébert, 2009).
- **FLPOW** : Le module FLPOW calcule la distribution du flux neutronique ainsi que la distribution de la puissance dans le réacteur à partir des données reçues en sortie de KINSOL si on est en régime transitoire ou de FLUD si on est en régime permanent. Ces cartes du flux et de la puissance seront ensuite stockées dans l'objet principal de la procédure, appelé l'objet *Map*, et qui est la clé du couplage neutronique - thermohydraulique. Des explications complémentaires sur le module FLPOW sont disponibles dans le guide d'utilisateur de Donjon Version4 (Sekki *et al.*, 2012).
- **THM** : Le module THM est le module de calculs thermohydrauliques simplifiés qui permet de fermer la boucle multiphysique. Rappelons qu'il peut effectuer des calculs à la fois en régime transitoire et en régime stationnaire. Il lit en entrée les données de puissance et de géométrie stockées dans l'objet *Map* et écrit en sortie dans l'objet *Map* la distribution actualisée des paramètres thermohydrauliques utilisés pour le couplage avec la neutronique (cf module NCR) à savoir :
 - La température moyenne du combustible
 - La température du caloporteur
 - La densité du caloporteur

Les développements théoriques concernant le module THM ont déjà été faits dans les parties 2 à 4 de ce présent mémoire. Cependant, la procédure d'appel et les options de calcul à définir pour le module THM sont détaillées dans le guide d'utilisateur de Donjon Version4 (Sekki *et al.*, 2012).

En exécutant cette chaîne de calculs multiphysiques plusieurs fois (par exemple un nombre *itermax* de fois), on peut ainsi obtenir, s’il y a lieu, une convergence de l’ensemble des paramètres neutroniques et thermohydrauliques dans tout le réacteur et connaître avec une bonne précision l’état du réacteur nucléaire en régime stationnaire ou à un temps donné au cours d’une étude transitoire.

Nous avons désormais une chaîne de couplage multiphysique neutronique-thermohydraulique complète intégrant plusieurs modules de Donjon4 dont le module THM. Nous allons maintenant utiliser tous les travaux effectués précédemment sur le module THM mais aussi sur le couplage multiphysique que nous venons de décrire pour étudier et simuler un scénario accidentel classique dans les réacteurs à eau pressurisée : La rupture de tuyauterie vapeur ou RTV.

5.3 Application du couplage à l’étude des RTV

Dans cette section du mémoire, nous allons tout d’abord décrire l’origine et le déroulement d’un accident de rupture de tuyauterie vapeur (RTV). Puis, nous expliquerons comment nous avons fixé nos paramètres et nos options de calcul dans les divers modules de Donjon4 (dont THM) pour simuler un scénario accidentel de type RTV. Enfin, nous présenterons et nous analyserons les résultats finaux obtenus avec l’ensemble de la chaîne multiphysique établie précédemment dans le code Donjon4 lors d’une simulation d’un transitoire de type RTV.

5.3.1 Description des RTV

Toute la description des accidents de type RTV qui suit est tirée de documents de synthèse réalisés suite à des études conjointement menées par le CEA et par l’IRSN (IRSN, 2006) (Poinot-Salanon, 2011) (Dubois *et al.*, 2007).

Les accidents de rupture de tuyauterie vapeur ou RTV sont des accidents de la famille des *accidents de réactivité* (tout comme les RIA) qui se produisent au niveau du circuit secondaire d’un centrale nucléaire. Ils ont pour origine une brèche dans une ligne de vapeur au secondaire d’un générateur de vapeur et en amont ou en aval de la vanne d’isolement vapeur (voir figure 5.2). Par ailleurs, dans le cas où la brèche se produit en aval de la vanne, elle peut être située soit en amont soit en aval du barillet vapeur comme on peut le voir respectivement sur les figures 5.3 et 5.4.

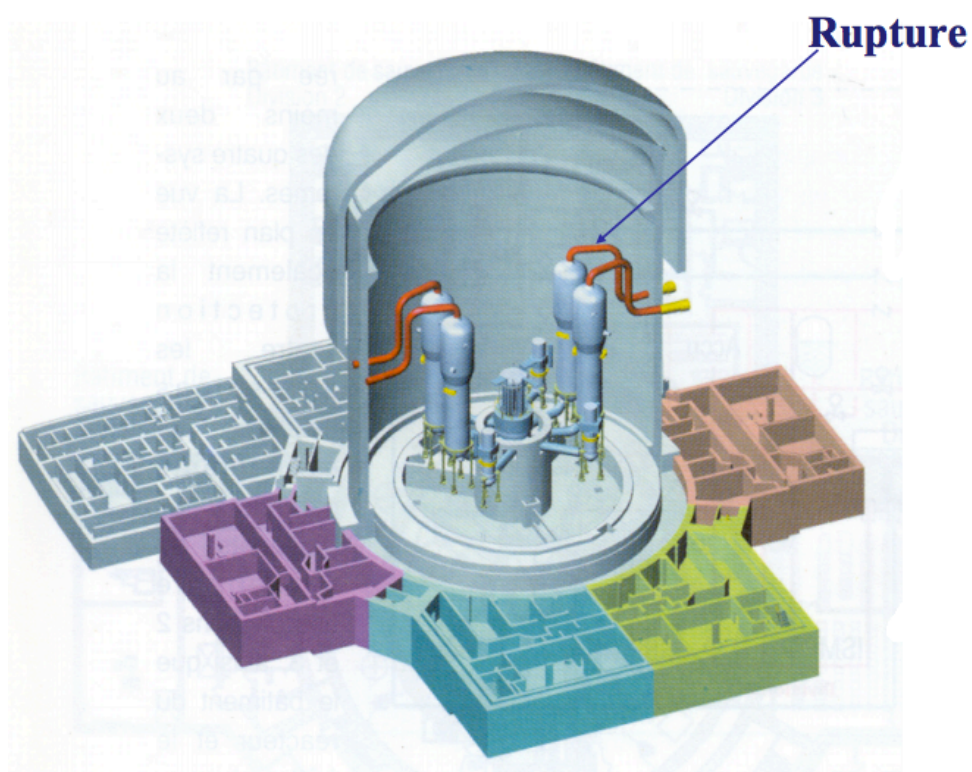


Figure 5.2 Représentation d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en amont de la vanne d'isolement vapeur (Poinot-Salanon, 2011).

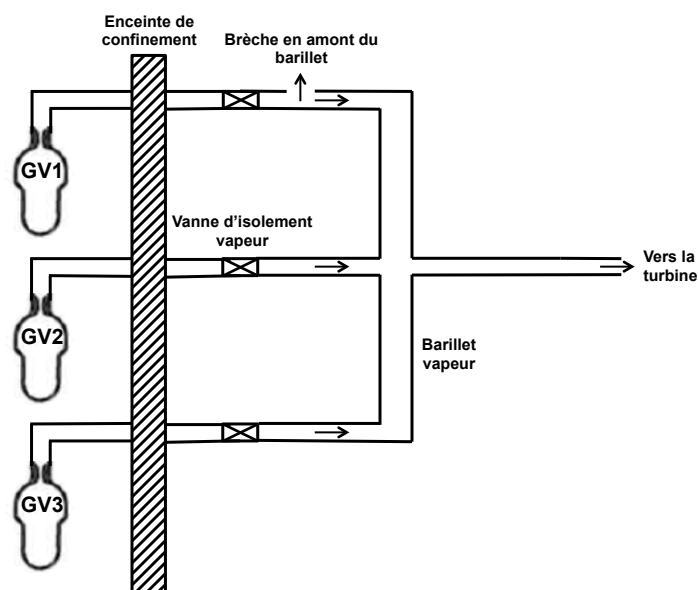


Figure 5.3 Représentation schématique d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en amont du barillet vapeur (Electricité De France, 1985).

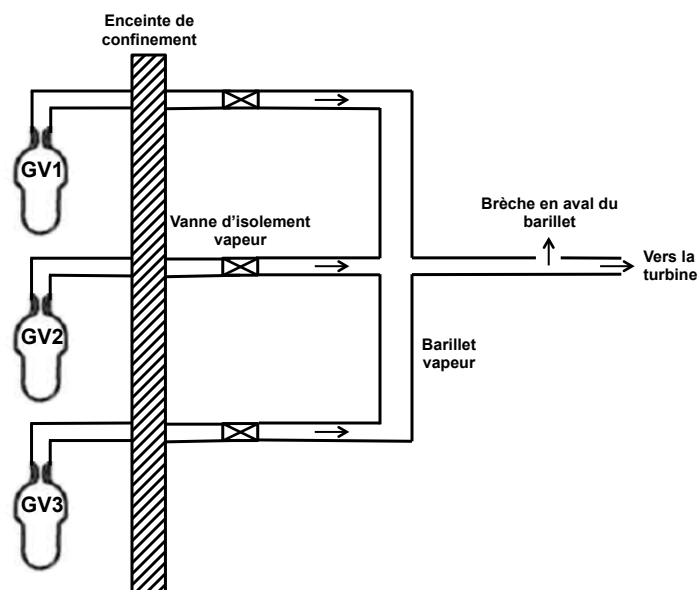


Figure 5.4 Représentation schématique d'une rupture de tuyauterie vapeur dans un réacteur à eau pressurisée en aval du barillet vapeur (Electricité De France, 1985).

L'échappement de vapeur par la brèche va provoquer une dépressurisation importante ainsi qu'un refroidissement progressif du fluide dans le circuit secondaire. Ceci va avoir des conséquences indirectes sur le circuit primaire du réacteur en perturbant les conditions d'entrée du caloporteur dans le cœur du réacteur. En effet, la rupture de la tuyauterie du générateur de vapeur au secondaire va provoquer une augmentation brutale du débit de vapeur et donc du transfert thermique au secondaire d'où une extraction accrue de l'énergie provenant du circuit primaire. On observera alors une baisse graduelle, mais importante de la pression et de la température du caloporteur dans le circuit primaire au cours du transitoire ce qui aura pour effet de réduire la marge d'antiréactivité disponible et donc de créer une excursion de puissance importante dans le cœur du réacteur. Par ailleurs, notons que nous nous trouvons alors dans une situation favorable à l'apparition d'un écoulement sonique en raison de la perte de charge importante qui se produit dans l'écoulement. Cependant, nous ne modéliserons pas et nous ne tiendrons pas non plus compte de ce phénomène.

Du point de vue de la sûreté nucléaire, les fonctions importantes à assurer lors d'un RTV sont :

- La maîtrise de la réactivité dans le réacteur : Elle est réalisée par l'arrêt automatique du réacteur (accompagné de la chute des grappes de contrôle) qui peut être complété par l'injection d'eau borée grâce au circuit d'injection de sécurité.
- La limitation du refroidissement du circuit primaire : Cette fonction est assurée par l'isolement automatique des lignes de vapeur.
- L'évacuation de la puissance résiduelle : Elle est assurée par les générateurs de vapeur qui fonctionnent encore normalement (on isole le générateur de vapeur défectueux) et qui sont alimentés en eau par le système d'alimentation de secours.

Lors d'un RTV, la pression dans le caloporteur au circuit primaire va chuter fortement et sera accompagnée par un réchauffement global des crayons combustible sous l'effet de l'augmentation de puissance elle même déclenchée par l'augmentation de la densité du caloporteur qui va ralentir les neutrons issus de la fission. Nous allons donc observer une vaporisation progressive du caloporteur qui circule le long des crayons combustible (apparition du sous-refroidissement) et la formation d'un film de vapeur autour de la surface de la gaine des crayons : c'est le phénomène de *caléfaction*. La présence de ce film de vapeur provoque la dégradation du transfert thermique entre la gaine et le fluide caloporteur ce qui peut conduire à une perte d'intégrité de la première barrière de confinement (fusion de la gaine en zircaloy¹). Cependant, l'ensemble de ces phénomènes thermophysiques à l'exception de l'apparition et

1. La température de fusion du zircaloy est environ 2100 K.

du développement de l'ébullition ne seront pas étudiés lors de notre simulation numérique d'un transitoire de type RTV.

Nous allons maintenant décrire les hypothèses et les paramètres de calcul que nous avons choisis pour simuler le comportement de notre réacteur nucléaire dans lequel se produit un accident de type RTV.

5.3.2 Hypothèses retenues pour la simulation du RTV

Comme nous l'avons vu précédemment, lors d'un RTV, la brèche dans le circuit secondaire va induire une forte baisse de la température et de la pression dans le circuit primaire du réacteur. Afin de simuler notre RTV, nous avons donc établi une perturbation thermohydraulique en pression et en température qui va ainsi donner un point de départ à l'accident dans le réacteur. Par ailleurs, et pour des raisons purement numériques, nous avons choisi de faire démarrer la perturbation thermohydraulique au temps $\tau = 15,0 s$ et non à $\tau = 0,0 s$. En effet, lors du début du calcul en régime transitoire se produit le phénomène du *saut prompt*. Ce phénomène est dû à une augmentation brutale de la densité neutronique lors la résolution de l'équation de cinétique espace-temps dans les premiers instants du transitoire. On peut alors observer une montée brusque de la puissance suivie d'une descente graduelle pour finalement aboutir à un rééquilibrage de cette dernière à une valeur voisine de celle calculée en régime stationnaire. C'est pourquoi nous ne démarrons notre perturbation thermohydraulique qu'à partir de $\tau = 15,0 s$ pour n'observer que le seul effet de la perturbation thermohydraulique sur le comportement du réacteur nucléaire.

De plus, il est important que l'étude en régime transitoire s'appuie sur un calcul multiphysique stationnaire parfaitement convergé pour que le calcul multiphysique transitoire converge correctement et rapidement. C'est pourquoi, un calcul multiphysique préliminaire en régime stationnaire est réalisé afin d'établir une situation initiale où le réacteur est en situation de criticité et où la concentration de bore permettant de maintenir cette criticité est connue. La procédure réalisant ce calcul préliminaire en stationnaire est écrite en langage CLE2000 (Roy, 1999). Le code associé à cette procédure est joint en annexe H. Par la suite, les 15 premières secondes du calcul transitoire vont simuler cet état critique par un état transitoire quasi critique qui sera interrompu par l'événement accidentel. Notons par ailleurs que nous travaillerons ici encore durant tout le transitoire avec un flux massique imposé constant le long de chaque canal et égal au flux massique donné en entrée. Ceci nous permet de nous affranchir de l'équation de conservation de la masse et de stabiliser plus facilement notre algorithme.

Les courbes de la pression et de la température du caloporteur que l'on impose respectivement en sortie et en entrée du réacteur lors du transitoire ont été établies à partir d'un cas réel de RTV (Electricité De France, 1985). Nous avons représenté sur la figure 5.5 l'allure de ces courbes dans le cadre de notre simulation. Par ailleurs, certains autres paramètres

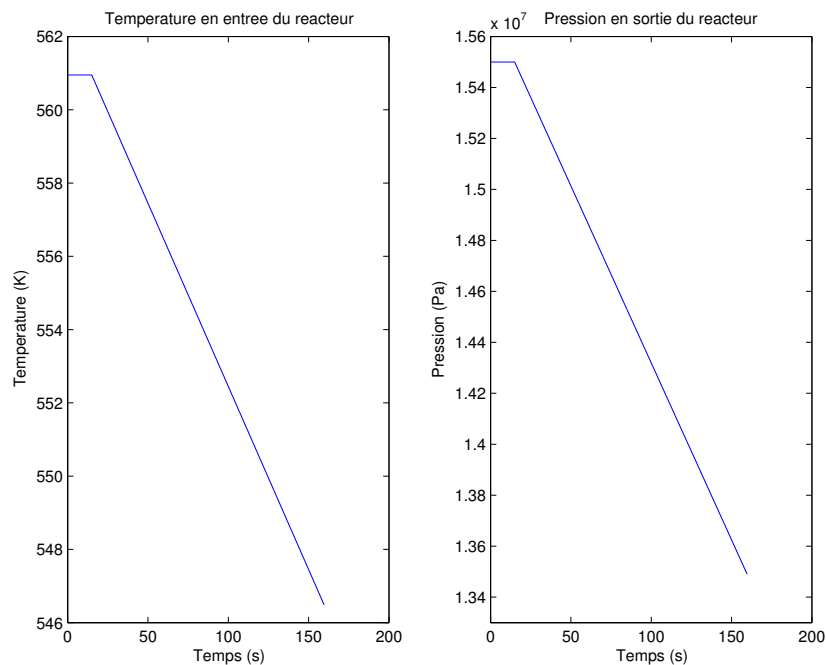


Figure 5.5 Courbes de la perturbation thermohydraulique en pression imposée en sortie et en température imposée en entrée du réacteur pour la simulation d'un transitoire de type RTV.

nécessitent d'être fixés lors de notre simulation afin d'augmenter la précision et le degré de convergence numérique de nos résultats. C'est le cas notamment des options pour le calcul de cinétique espace-temps. Nous avons ici choisi un *schéma de Crank-Nicholson* (Hébert, 2009) à huit groupes de précurseurs. Notons aussi que le pas de temps $\Delta\tau$ ainsi que le nombre d'itérations multiphysiques effectuées à chaque pas de temps ont été ajustés au cours du transitoire afin de trouver un juste équilibre entre le temps de calcul total de la simulation et le degré de précision numérique des résultats. Enfin, l'ensemble de la simulation a été construite par des appels successifs des divers modules de Donjon4 décrits en 5.2 dans le langage CLE2000 (Roy, 1999). Le code de la procédure CLE2000 d'appel des différents modules de Donjon4 pour la simulation du RTV est joint en annexe H du mémoire.

Nous allons maintenant présenter et analyser l'ensemble des résultats obtenus lors de notre simulation d'un cœur entier de réacteur REP900 au cours d'un transitoire de type RTV

5.3.3 Résultats obtenus et interprétations

Comme nous l'avons fait plus tôt dans les chapitres 2 à 4, nous avons choisi de représenter graphiquement dans ce mémoire les courbes des paramètres thermohydrauliques qui seront utilisés pour le couplage avec la neutronique à savoir :

- La température moyenne du combustible dans le réacteur
- La température moyenne du caloporteur dans le réacteur
- La densité (ou masse volumique) moyenne du caloporteur dans le réacteur

Pour ce qui est des paramètres associés à la neutronique, nous regarderons les variations temporelles de la puissance totale et des sections efficaces de fission et d'absorption des deux groupes de neutrons (rapides et thermiques) ainsi que l'évolution temporelle de la réactivité statique dans le réacteur.

Nous avons représenté sur les figures 5.6 à 5.9 les courbes de l'évolution temporelle de la puissance totale dans le réacteur, la température moyenne dans le combustible, la température moyenne et la densité moyenne du caloporteur pour l'ensemble de la simulation. D'autres courbes de ces paramètres sur des échelles de temps plus restreintes sont ensuite présentées pour expliquer en détail le déclenchement du transitoire. Analysons maintenant le scénario engendré par la perturbation thermohydraulique imposée en entrée du réacteur.

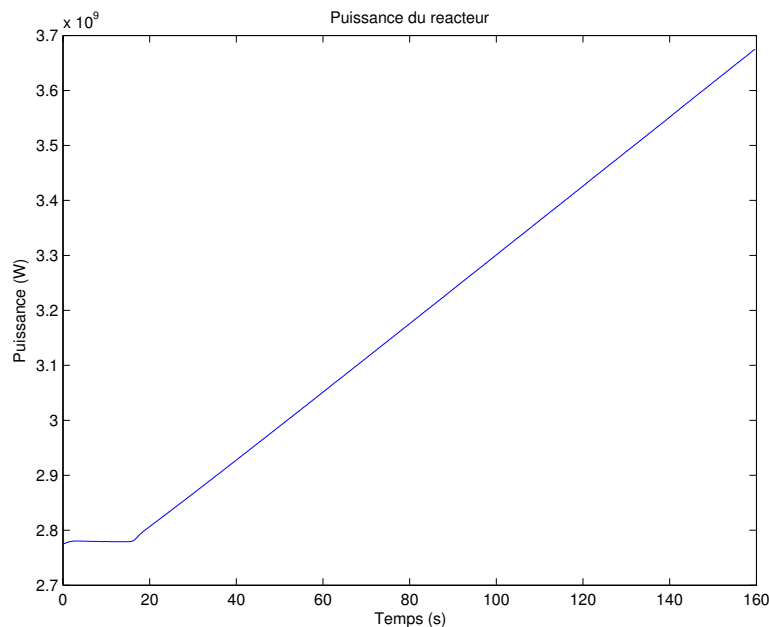


Figure 5.6 Courbe de l'évolution temporelle de la puissance totale du réacteur pendant le transitoire de type RTV.

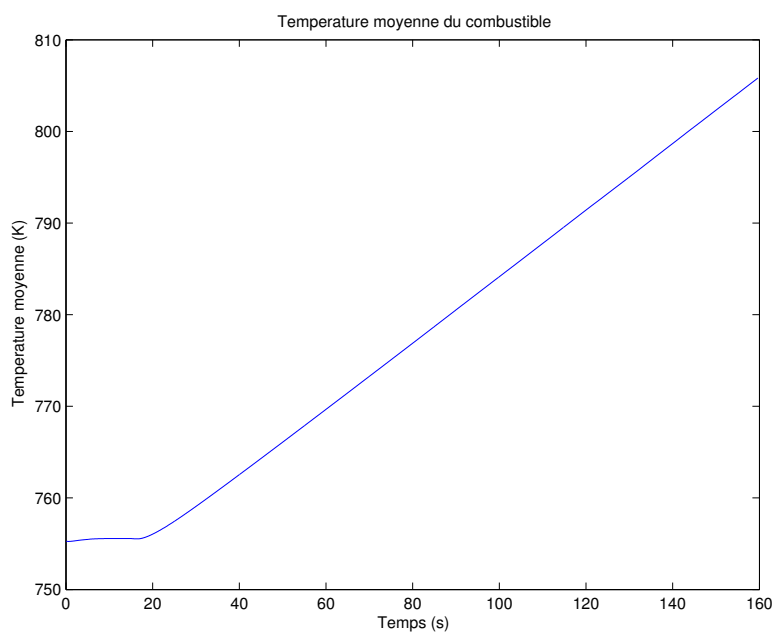


Figure 5.7 Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du combustible pendant le transitoire de type RTV.

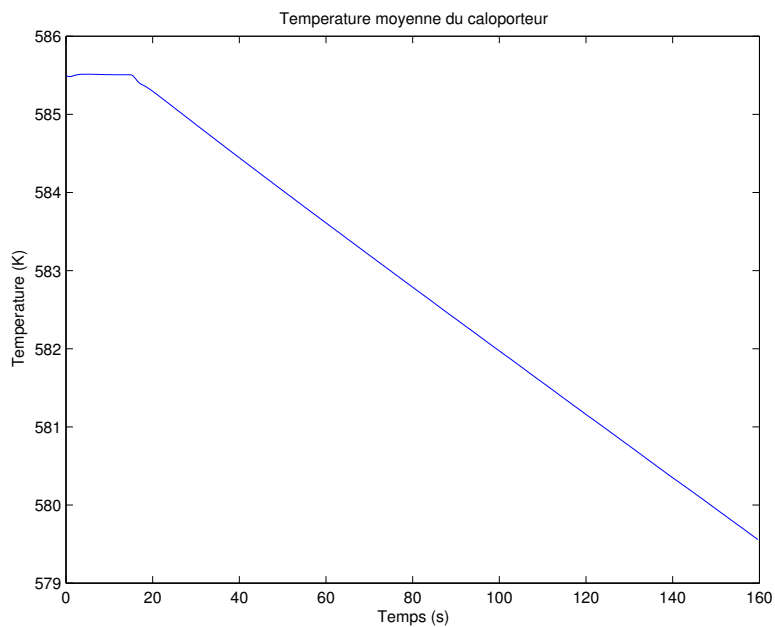


Figure 5.8 Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du caloporteur pendant le transitoire de type RTV.

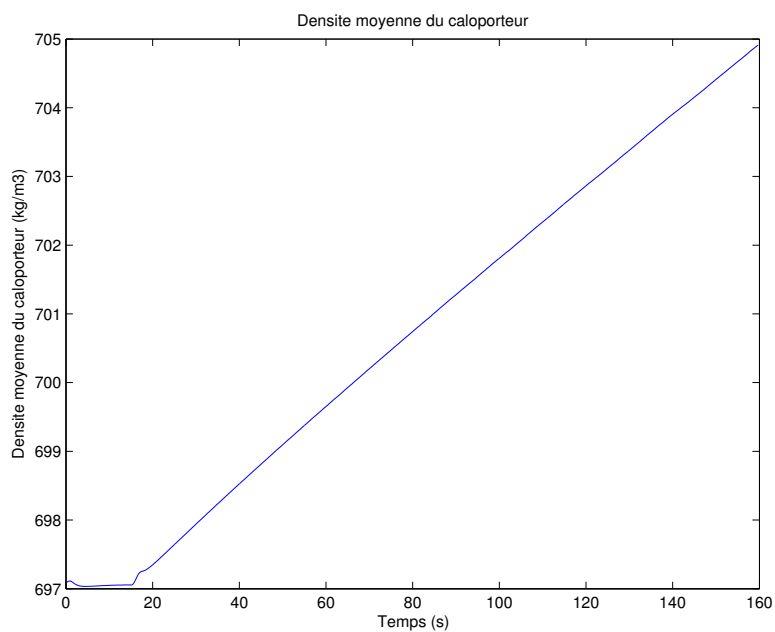


Figure 5.9 Courbe de l'évolution temporelle de la densité moyenne du caloporteur pendant le transitoire de type RTV.

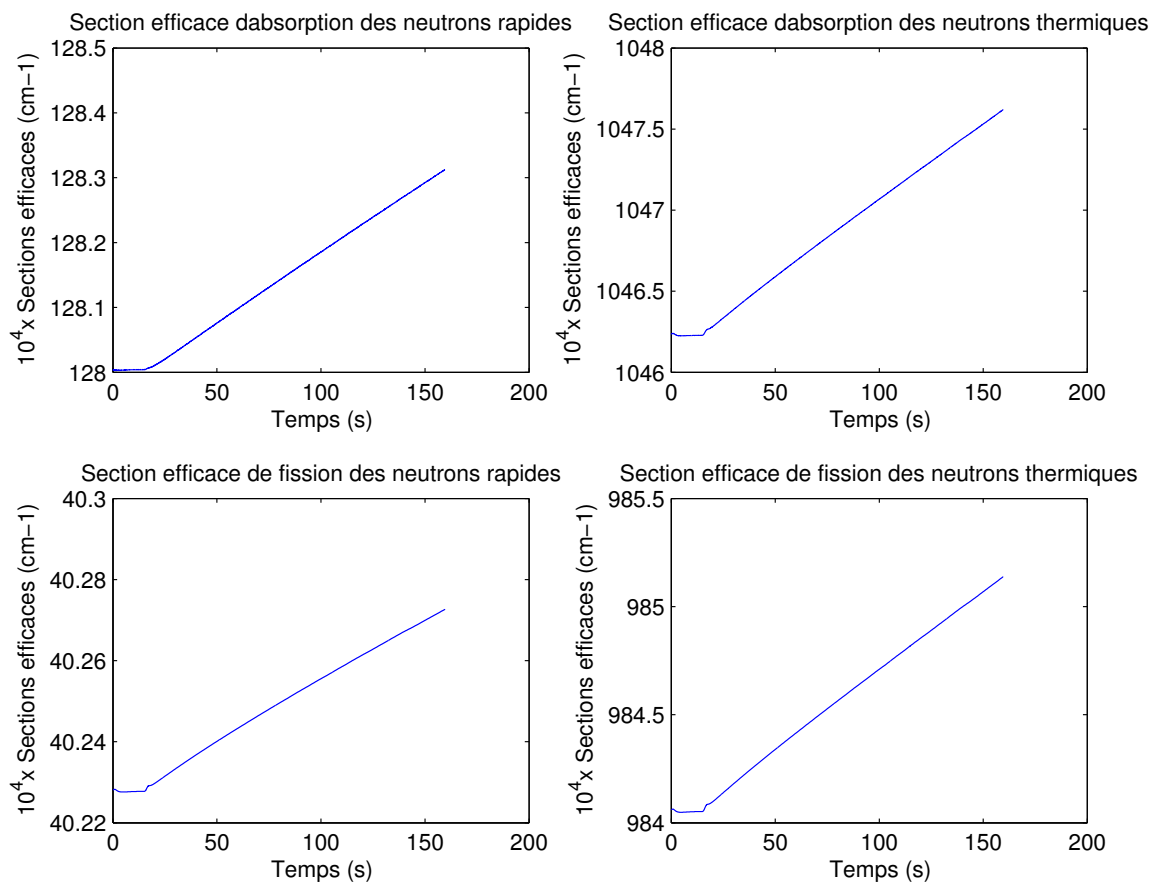


Figure 5.10 Courbes de l'évolution temporelle des sections efficaces macroscopiques de fission et d'absorption de chaque groupe de neutrons pendant le transitoire de type RTV.

Initialisation du transitoire

La diminution conjointe et graduelle de la pression en sortie et de la température du caloporteur en entrée du réacteur vont avoir pour conséquence de refroidir globalement le caloporteur dans le réacteur. Le caloporteur devenant plus froid, il va donc devenir plus dense. On va donc aussi constater une augmentation de la densité du caloporteur. Le refroidissement du caloporteur va aussi avoir comme conséquence immédiate de refroidir le combustible (voir figure 5.12 entre 15,0 et 17,0 s) qui est au contact du caloporteur. Regardons maintenant ce qui va se produire du point de vue de la neutronique. Le refroidissement du caloporteur (qui est aussi dans le cas d'un REP le modérateur de la réaction) va avoir pour effet d'augmenter la quantité de modérateur traversée par les neutrons. Comme les REP sont sous-modérés de par leur design originel, cette augmentation de la modération va provoquer un emballement de la réaction en chaîne. On va donc constater une augmentation de la puissance à mesure que le caloporteur continue à se refroidir au début du transitoire. Cette augmentation de puissance coïncide avec le début de l'augmentation de la densité du caloporteur qui se produisent tous les deux aux alentours de $\tau \approx 15,5$ s comme on peut le voir sur les courbes 5.11 et 5.14. Ce dégagement de puissance et donc de chaleur va ainsi provoquer une augmentation de la température dans le combustible. On va donc avoir un dégagement de chaleur accru dans le caloporteur. On observe donc maintenant deux effets antagonistes au niveau du caloporteur ; d'une part, le caloporteur va avoir tendance à être chauffé par le combustible qui se réchauffe peu à peu sous l'effet de l'augmentation de la puissance. Ce réchauffement ne sera toutefois pas immédiat en raison du délai causé par la capacité thermique du combustible. D'autre part, le refroidissement rapide du caloporteur en entrée du réacteur va avoir tendance à refroidir le caloporteur dans l'ensemble du réacteur. Si on se reporte maintenant à l'allure de la courbe de la température du caloporteur dans les premiers instants après l'introduction de la perturbation thermohydraulique (voir figure 5.13), on remarque que le caloporteur continue de se refroidir en moyenne bien qu'on constate qu'il se refroidisse moins vite que dans les premiers instants après le début du transitoire (voir l'augmentation de la pente de la courbe de la température du caloporteur sur la figure 5.13 entre 15,5 et 18,0 s) puisque la chaleur du combustible continue d'être évacuée par le caloporteur. Cette augmentation de la pente de la courbe de la température du caloporteur sera accompagnée d'une diminution de la pente de la courbe de la densité du caloporteur, comme on peut le constater sur la figure 5.14.

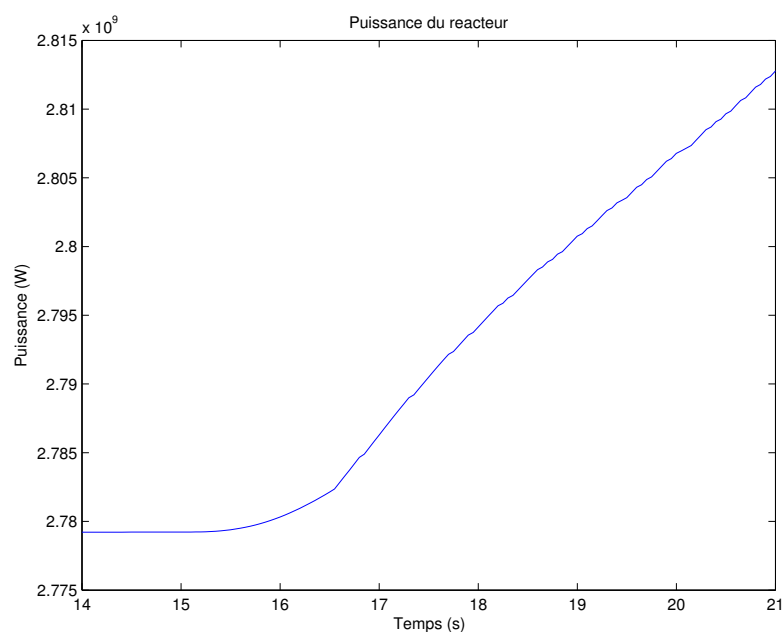


Figure 5.11 Courbe de l'évolution temporelle de la puissance totale du réacteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.

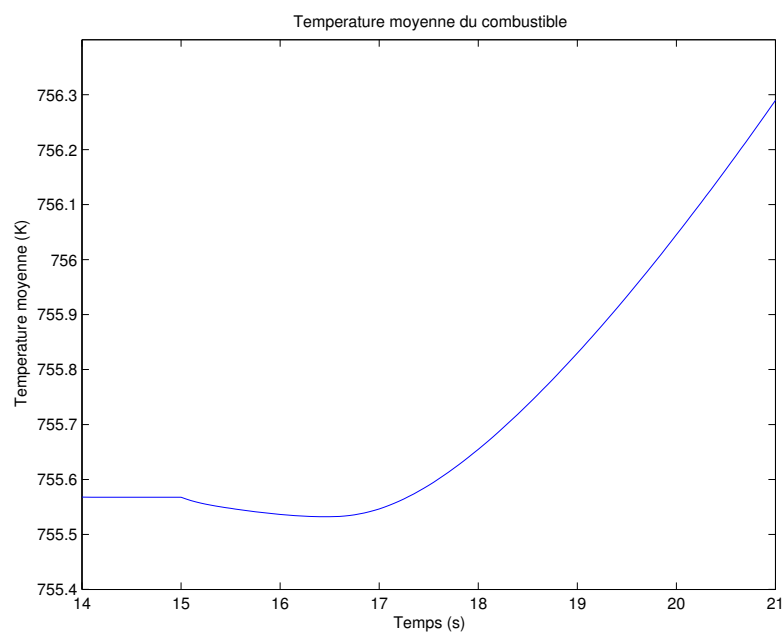


Figure 5.12 Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du combustible pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.

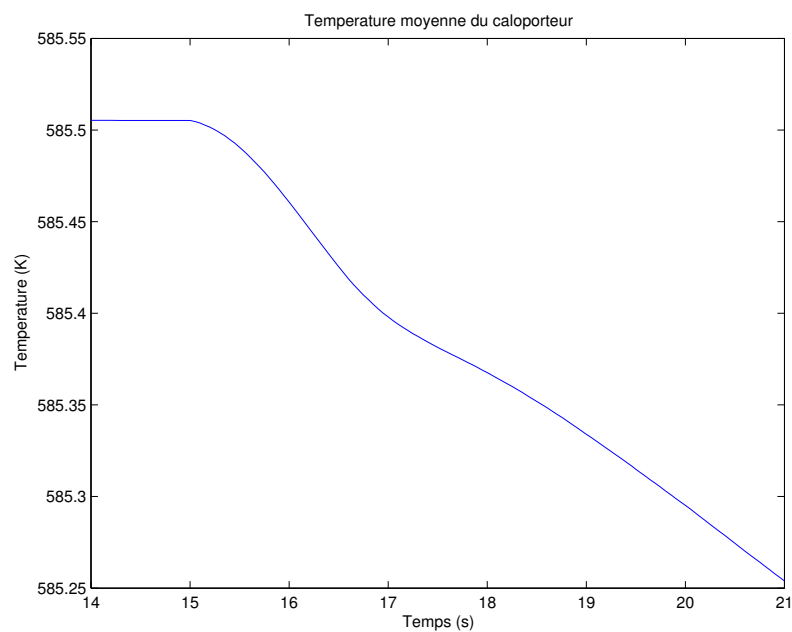


Figure 5.13 Courbe de l'évolution temporelle de la température moyenne du caloporteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.

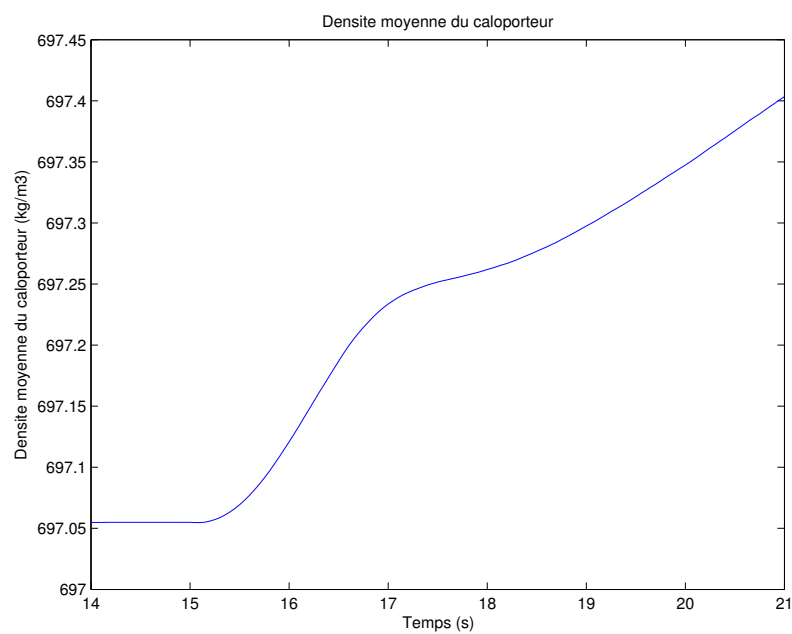


Figure 5.14 Courbe de l'évolution temporelle de la densité moyenne du caloporteur pendant les premiers instants du transitoire de type RTV.

Revenons maintenant à la neutronique. Deux tendances antagonistes se dégagent ainsi vis-à-vis des paramètres thermohydrauliques de contre-réaction. On a d'une part un combustible qui s'échauffe et d'autre part un caloporteur qui se refroidit et qui devient donc de plus en plus dense. Le fait que le combustible s'échauffe va avoir un effet négatif vis-à-vis de l'augmentation de puissance. En effet, l'augmentation de la température va provoquer, via l'effet doppler (Reuss, 2003), une diminution de la réactivité de l'ordre de -2 à $-3\text{ pcm}/K$. Dans le même temps, l'augmentation de la densité de l'eau va fortement ralentir les neutrons issus de la fission nucléaire (neutrons rapides) et favoriser la fission. Cet effet sera d'autant plus amplifié par la présence d'une forte concentration de bore en solution dans le caloporteur (voisine de 1430 ppm). Afin de déterminer les effets de chacun des paramètres de contre-réaction et de comprendre lequel va déclencher et entretenir dans un premier temps la réaction en chaîne, nous avons calculé les effets sur la réactivité des trois paramètres thermohydrauliques utilisés dans le couplage multiphysique. Nous avons donc représenté en figure 5.15 les variations temporelles de la réactivité vis-à-vis des variations temporelles de chacun de ces paramètres ainsi que la variation temporelle de la réactivité totale qui somme l'ensemble de ces trois contributions. Les courbes de variation de la réactivité statique tracées en fonction du temps

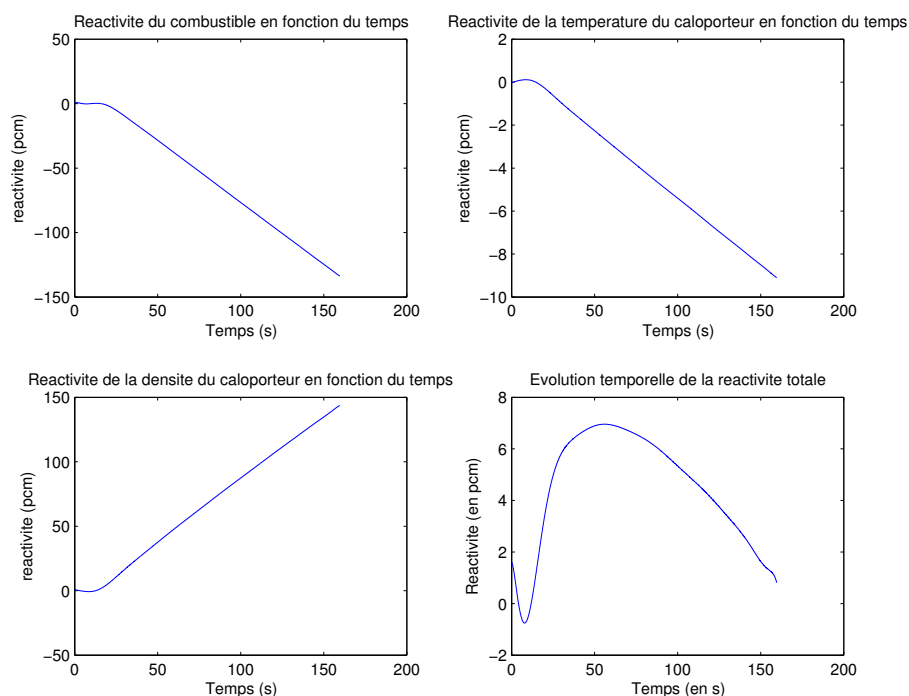


Figure 5.15 Courbes de l'évolution temporelle de la réactivité statique moyenne dans le réacteur vis-à-vis des trois paramètres thermohydrauliques de contre-réaction lors du transitoire de type RTV.

ont été obtenues à partir de courbes de référence donnant les variations du K_{eff} en fonction des trois paramètres thermohydrauliques du couplage multiphysique. Ces courbes sont représentées en figure 5.16.

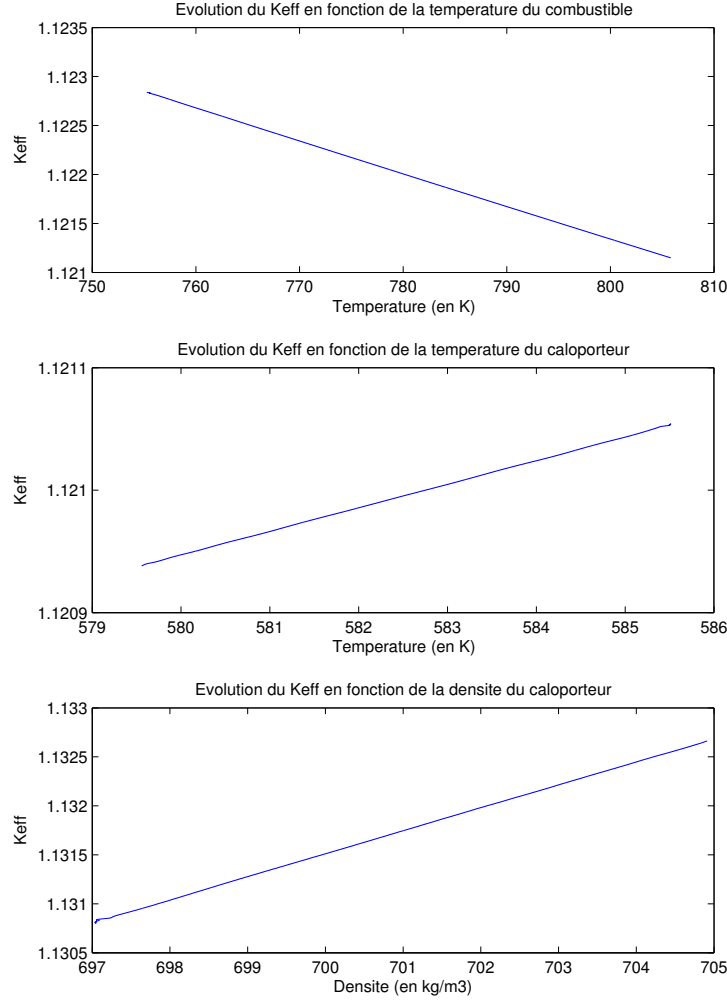


Figure 5.16 Courbes de l'évolution du coefficient K_{eff} en fonction des valeurs prises par les trois paramètres thermohydrauliques de contre-réaction lors du transitoire de type RTV.

En raison du pas de temps très fin que l'on impose pour obtenir la stabilité du schéma de Crank-Nicholson, nous avons un bruit numérique qui apparaît, notamment sur les courbes de la réactivité due à la température du caloporteur ainsi que de celle de la réactivité totale. C'est pourquoi nous avons utilisé la fonction *polyfit* de Matlab (Mathworks Inc., 2014) pour approcher chacune des courbes de la réactivité. On réduit ainsi considérablement le bruit

numérique mais on obtient aussi des courbes un peu plus approximatives². Si on regarde attentivement la courbe 5.15, on remarque que se produit un saut de réactivité très rapidement après le début du transitoire thermohydraulique ($\tau \approx 16$ s soit 1s après). A cet instant, nous observons sur les figures 5.12, 5.13 et 5.14 que la température du combustible n'a pas encore commencé à augmenter, mais que la densité du caloporteur commence à augmenter progressivement sous l'effet de la perturbation thermohydraulique imposée en entrée du réacteur. La densité ayant un effet de contre-réaction positif vis-à-vis de la réactivité statique du réacteur, le transitoire thermohydraulique va ainsi être amorcé par la dilatation du caloporteur (et donc du modérateur). On va ainsi constater une augmentation de la puissance dans le réacteur et donc de la chaleur dégagée dans le combustible. Ce dernier va donc se chauffer progressivement et évacuer une partie de sa chaleur dans le caloporteur. Cette augmentation de la chaleur dans le combustible va avoir deux effets. D'un point de vue thermohydraulique, cela va augmenter le transfert de chaleur dans le caloporteur. Cependant, ce ne sera pas suffisant pour entraîner le réchauffement global du caloporteur comme nous pouvons le voir sur les courbes 5.13 et 5.8. D'un point de vue neutronique, le réchauffement du combustible va faire apparaître un effet de contre-réaction (l'effet Doppler) qui va avoir tendance à contrebalancer l'effet de contre-réaction dû à la dilatation du caloporteur. La courbure de la réactivité totale (voir figure 5.15) va ainsi diminuer à partir du temps $\tau \approx 55$ s puisque les deux effets de contre-réaction vont peu à peu tendre à se compenser. Si la simulation avait été prolongée, nous aurions alors pu observer une inversion de la courbe de la réactivité totale (la réactivité statique totale serait devenue négative) synonyme de diminution de puissance dans le réacteur. Cependant, ce calcul de réactivité totale ne tenant pas compte de l'effet des neutrons retardés, on pourrait aussi imaginer que l'augmentation de puissance observée se prolonge encore sur quelques minutes avant que l'on observe une diminution graduelle de la puissance due à l'effet doppler.

Apparition de l'ébullition nucléée sous-refroidie puis de la saturation

Le réchauffement important du combustible et donc de la gaine qui l'entoure combiné à la forte diminution de pression qui va faire baisser la barrière de saturation T_{sat} de l'eau vont entraîner la formation progressive de bulles de vapeur à la surface des crayons combustible synonyme d'ébullition nucléée sous-saturée. Ce phénomène va s'accroître à mesure que l'on évolue dans le temps pour finalement conduire à la saturation dans le réacteur. L'apparition de la saturation en un point du réacteur met alors fin à notre simulation puisque le module

2. Ainsi, le creux de la courbe de réactivité totale observé au temps $\tau \approx 13,0$ s est à interpréter comme un palier de réactivité et non comme un creux de réactivité comme la courbe lissée de la réactivité totale de la figure 5.15 le laisse penser.

THM ne permet pas d'étudier suffisamment précisément des régimes diphasiques développés. Néanmoins, si le réchauffement du combustible venait à se poursuivre sous l'effet de la puissance dégagée par les neutrons, on pourrait finalement aboutir à une fusion partielle de certains matériaux dans le réacteur comme la gaine ou le combustible nucléaire. Ces derniers phénomènes ne seraient toutefois pas pris en compte par notre modélisation qui ne dispose pas de modélisation thermomécanique des matériaux du cœur.

L'ensemble de cette simulation multiphysique transitoire de RTV fait donc apparaître une situation accidentelle dans laquelle une perturbation thermohydraulique en pression et en température dans le circuit primaire peut aboutir, sans action particulière d'un opérateur, dans un premier temps à l'atteinte de la saturation en un ou plusieurs canaux du réacteur et dans un second temps à une potentielle fusion partielle du cœur si l'effet (doppler) de contre-réaction du combustible ne parvient pas à contrebalancer l'effet de contre-réaction dû à la perturbation thermohydraulique. Cette situation peut toutefois être inversée par plusieurs actions de l'opérateur, par exemple par l'injection de poison qui va tuer la réaction de fission. Dans le cas d'un RTV, une injection massive de bore (19000 *ppm*) pourra notamment permettre de stopper la réaction avant que l'accident ne prenne de trop fortes conséquences. On peut aussi envisager la chute des grappes de commande (crayons absorbants) déclenchée par l'arrêt automatique du réacteur en cas d'excursions de puissance trop importantes qui vont elles aussi permettre une absorption massive des neutrons issus de la fission.

CHAPITRE 6

DISCUSSION ET CONCLUSION

6.1 Synthèse des travaux

Ce projet a donc eu pour objectif de concevoir et développer un module de calculs de thermohydraulique simplifié appelé THM complètement intégré dans le code DONJON dans le but de réaliser un couplage simple, efficace et cohérent avec les modules de neutronique du code Donjon/Dragon Version4 pour l'étude de réacteurs à eau légère de type REP. Nous avons donc pris comme point de départ les équations de bilan d'un écoulement monophasique et l'équation de la conduction thermique. Après avoir judicieusement choisi une géométrie de discrétisation adaptée à la géométrie réelle d'un cœur de REP et des assemblages combustible qu'il renferme, nous avons utilisé diverses hypothèses simplificatrices et diverses méthodes numériques de différences finies pour permettre une résolution directe ou une résolution itérative par l'inversion de systèmes matriciels des équations de bilan et du problème de conduction dans chaque crayon combustible.

Nous avons ensuite dans un premier temps simplifié ces équations générales pour obtenir un algorithme de thermohydraulique stationnaire simple basé sur ces équations discrétisées, mais aussi sur les tables de vapeur open source *Freesteam* et sur des relations de fermeture comme la corrélation de Fink pour les paramètres thermophysiques du combustible ou encore la corrélation de Dittus & Boelter pour le calcul du coefficient de transfert par convection entre le caloporteur et la gaine qui confine le combustible. L'algorithme de thermohydraulique a ensuite été développé en FORTRAN77 sous la forme d'un module autonome. L'intégration de ce module du code Dragon-Donjon Version4 est illustrée par un test de non-régression, stationnaire et multiphysique, écrit en langage CLE2000 et qui a pour but de calculer une concentration de bore à l'équilibre pour un REP à un niveau de puissance donné. Par la suite, nous avons clos notre étude thermohydraulique en régime stationnaire en réalisant divers calculs comparatifs de validation du module THM à l'aide du code de calculs thermohydrauliques ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) développé par l'IGN. Ce code initialement conçu pour l'étude des réacteurs de type CANDU et non pour l'étude des REP avait pour avantage d'être basé sur des méthodes numériques proches de celles utilisées dans le module THM. Nous avons donc opéré des modifications mineures dans le cœur du code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) afin d'adapter ce dernier à la géométrie des REP. Trois calculs de valida-

tion en régime stationnaire ont alors été réalisés à partir de trois distributions de puissance dans trois canaux (ou trois assemblages) différents. Chacun de ces calculs nous a permis de constater une très bonne corrélation entre les résultats obtenus avec le module THM et ceux obtenus avec le code ARTHUR (Fassi Fehri, 2008). Néanmoins, nous avons pu observer une légère divergence des valeurs obtenues pour la température du combustible avec les deux codes de thermohydrauliques due au fait qu'ils utilisent deux manières très différentes de calculer les conductivités thermiques dans le combustible.

Fort de ces résultats positifs obtenus en régime stationnaire, nous avons repris l'ensemble des étapes décrites précédemment pour réaliser cette fois-ci un algorithme de calculs thermohydrauliques opérant en régime transitoire. Nous avons revu nos hypothèses de départ établies en régime stationnaire et adapté nos équations discrétisées pour permettre une étude thermohydraulique complète en régime transitoire tout en conservant une géométrie de discrétisation identique à celle en régime stationnaire. L'ensemble de cet algorithme a ensuite été adapté pour intégrer la structure existante du module Fortran THM. Ces modifications sont illustrées par un test de non-régression, transitoire et multiphysique, écrit en langage CLE2000 correspondant à un accident de réactivité de type RTV simplifié. Divers calculs de validation en régime transitoire basés sur des variations simples de débit massique et de température du caloporteur à l'entrée ou encore de pression à la sortie dans un même canal, toujours avec la référence ARTHUR (Fassi Fehri, 2008), ont ensuite été réalisés. Ils nous ont permis de confirmer la pertinence de notre algorithme thermohydraulique THM en régime transitoire, mais aussi et surtout de montrer une limitation dans notre modélisation avec l'absence d'un modèle de sous-refroidissement pour traiter l'ébullition sous-refroidie dans le caloporteur.

Nous avons donc intégré un modèle de sous-refroidissement simple pour pallier le problème rencontré dans la phase de validation du module THM en transitoire. Nous avons ainsi choisi, parmi les nombreuses corrélations disponibles dans la littérature, la modélisation de Bowring basée elle-même sur la corrélation de Jens & Lottes et nous avons calculé le titre de l'écoulement ainsi que le taux de vide dans chaque volume de contrôle de chaque canal afin de déterminer la distribution de la densité de ce dernier lorsque de la vapeur commence à se former à l'extérieur de la gaine. La carte des valeurs prises par la densité du caloporteur ainsi recalculée, nous avons repris nos calculs de validation effectués précédemment et étendu notre étude thermohydraulique au-delà de la saturation du caloporteur jusqu'à des valeurs de titres thermodynamiques n'excédant pas 0,03 (soit 3 %) afin de conserver une bonne pertinence

vis-à-vis du modèle homogène¹ implémenté.

Enfin, pour clore l'ensemble de cette étude, nous avons mis en place un couplage multiphysique en régime transitoire entre le module THM et les modules de calculs neutroniques de Donjon4. Nous avons choisi d'organiser l'ensemble du calcul autour d'un scénario accidentel classique dans les REP : La rupture d'une tuyauterie de vapeur ou RTV. Cette rupture de tuyauterie qui peut survenir dans le circuit secondaire va alors entraîner une diminution importante de la pression et de la température dans le circuit primaire et donc en entrée du cœur du réacteur nucléaire. Nous avons ainsi établi une procédure transitoire en langage CLE2000, qui se base sur le test de bore critique effectué en régime stationnaire, pour étudier le comportement de notre réacteur REP900 d'étude dans une situation accidentelle de type RTV. Les résultats ont montré qu'une diminution importante simultanée de la pression et de la température dans le circuit primaire conduit au bout de quelques minutes au sous-refroidissement puis à la saturation. On a aussi constaté l'effet important du caloporteur qui va initier le transitoire et l'augmentation de puissance avant que l'effet Doppler ne vienne finalement faire baisser la réactivité statique dans le réacteur. L'ensemble des résultats a donc montré l'importance d'une action extérieure, celle de l'opérateur de sûreté, pour endiguer rapidement le phénomène et éviter un accident majeur pouvant aller jusqu'à la fusion partielle des éléments du cœur.

6.2 Limites de l'étude et pistes d'améliorations

Le couplage multiphysique final réalisé en transitoire a été limité par l'arrivée attendue de la saturation dans le caloporteur sous l'effet de la diminution de la pression combinée au réchauffement du combustible provoqué par l'augmentation de puissance. L'utilisation d'un code de thermohydraulique plus puissant tel que THYC ou encore RELAP5 permettrait de prolonger cette simulation multiphysique au-delà de la saturation mais aussi de proposer une modélisation thermohydraulique tridimensionnelle plus aboutie pour un meilleur degré de précision. D'autre part, cela permettrait aussi de valider le calcul multiphysique réalisé avec le module THM et l'ensemble du code Donjon4. Toutefois, cela ne permettrait pas de modéliser l'étape suivante du transitoire qui est l'éventuelle fusion de la gaine qui confine le combustible. En effet, pour tenir compte de ce dernier phénomène, nous devons ajouter une modélisation thermomécanique des matériaux mis en jeu.

Notons aussi que la méthode de Crank-Nicholson du module de cinétique KINSOL de Don-

1. Sans écart de vitesse entre la phase vapeur et la phase liquide.

jon4 utilisée pour notre simulation de RTV ne permet pas de calculer une réactivité totale qui tient compte de l'ensemble des effets de contre-réaction et de l'effet des neutrons retardés. L'interprétation des résultats a donc dû être faite manuellement en calculant pour chaque pas de temps la contribution de chaque paramètre thermohydraulique de contre-réaction sur la réactivité statique du réacteur. Les procédures CLE2000 présentées en annexe H, H et H sont celles qui ont été utilisées pour ce calcul.

Soulignons par ailleurs une limite non négligeable pour la simulation finale du RTV qu'est le temps de calcul. En fonction des paramètres de calcul choisis, la simulation peut durer trois à quatre jours. Une amélioration possible pourrait donc être d'optimiser le temps de calcul en limitant les éventuels calculs redondants ou en systématisant les allocations mémoires dans les routines Fortran dès que cela est possible.

Ensuite, notre modélisation du RTV n'a été que partielle si on la compare notamment aux projets qui ont été menés au CEA et à l'IRSN (projet HEMERA notamment). En effet, nous n'avons ici fait aucune modélisation thermohydraulique des circuits primaire ni secondaire. Ainsi, nous ne pouvons modéliser une étape importante du RTV qu'est l'isolement des lignes de vapeur et qui survient environ 10 secondes après le début de l'accident. Cette opération va alors briser la symétrie du cœur et provoquer une forte dissymétrie de la distribution de puissance (Dubois *et al.*, 2007). De plus, nous avons choisi de garder une concentration de bore constante pendant tout le transitoire jusqu'à ce que la saturation soit atteinte. Pour modéliser plus finement le RTV, nous pourrions envisager de modéliser l'effet du circuit d'injection de sécurité, qui intervient normalement environ 200 secondes après le début de l'accident, en augmentant artificiellement la concentration de bore dans le réacteur (la fixer à 19000 *ppm* par exemple pour des temps supérieurs à $\tau = 200$ s).

Enfin, le couplage multiphysique en transitoire a ici été testé sur un type d'incident bien particulier, en l'occurrence le RTV. Toutefois, il existe d'autres accidents de réactivité tels que le RIA (éjection d'une barre de contrôle) que nous pourrions envisager de simuler ce qui nécessiterait cependant d'effectuer une modélisation fine des grappes de commande par les modules DEVINI, DSET et MOVDEV dans le code Donjon4.

RÉFÉRENCES

- AGHAIE, M., ZOLFAGHARI, A. et MINUCHEHR, A. (2012). Coupled neutronic thermal-hydraulic transient analysis of accidents in PWRs. *Annals of Nuclear Energy*, vol. 50, pp. 158–166.
- AUBÉ, F. (1996). Effets du flux de chaleur sur les pertes de pression par frottement dans des écoulements monophasiques et diphasiques, Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- BERGLES, A. E. et ROHSENOW, W. M. (1964). The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer (U.S.)*, vol. 86, pp. 365–372.
- BOWRING, R. W. (1962). Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel. Rapport technique, Norway. Institutt for Atomenergi. OECD Halden Reaktor Prospekt.
- CARBAJO, J. J., YODER, G. L., POPOV, S. G. et IVANOV, V. K. (2001). A review of the thermophysical properties of mox and uo2 fuels. *Journal of Nuclear Materials*, vol. 299, pp. 181–198.
- CASENAVE, A. (2012). Étude d'un schéma de calcul pour la détermination des sections efficaces d'un coeur de REP, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- CHEN, J. C. (1966). Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 5, pp. 322–329.
- COLLIER, J. G. (1981). *Convective boiling and condensation, 2nd Edition*. McGrawHill Book Company.
- DITTUS, F. W. et BOELTER, L. M. K. (1930). *Heat transfer in automobile radiators of the tabular type*, vol. vol. 2. Publications in engineering, University of California, Berkeley.
- DUBOIS, F., FOUQUET, F. et MURY, E. (2007). La chaîne de calcul couplée HEMERA pour l'analyse des accidents de réactivité. Rapport technique, IRSN.
- EDITIONS LAROUSSE (2012). Site internet de l'encyclopédie Larousse. <http://www.larousse.fr/encyclopedie/>.
- ELECTRICITÉ DE FRANCE (1985). Transfert des connaissances REP 900 MW, Rupture de tuyauterie vapeur (R.T.V.). Rapport technique, Groupement des Moyens Pédagogiques (GMP).

- FASSI FEHRI, M. (2008). Développement d'un code de thermohydraulique pour le couplage neutronique thermohydraulique, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- FINK, J. K. (2000). Thermophysical properties of Uranium dioxide. *Journal of Nuclear Materials*, vol. 279, pp. 1–18.
- GARNIER, J. (2007). Thermohydraulique du coeur des REP : étude fine des écoulements et problèmes physiques associés. Rapport technique, INSTN Grenoble & CEA.
- GINOUX, J. (1978). *Two-phase flows and heat transfer with application to nuclear reactor design problems*. Hemisphere Pub. Corp.
- HÉBERT, A. (2009). *Applied reactor physics*. Presses internationales Polytechnique.
- HÉBERT, A. (2011). Revisiting the ceschino interpolation method. MATLAB : A Ubiquitous Tool for the Practical Engineer.
- HÉBERT, A. (2012). A user guide for Trivac Version4 - IGE293. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- HÉBERT, A. (2013). Site internet de la Version4 du code Dragon-Donjon. [http ://www.polymtl.ca/merlin/version4.htm](http://www.polymtl.ca/merlin/version4.htm).
- HÉBERT, A. et ROY, R. (2013). The Ganlib Kernel5 guide (64-bit clean version). Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- IAEA (2006). Thermophysical properties database of materials for light water reactors and heavy water reactors. Rapport technique.
- IRSN (2006). R&D relative aux accidents graves dans les réacteurs à eau pressurisée : Bilan et perspectives. Rapport technique.
- IVANOV, K. et AVRAMOVA, M. (2007). Challenges in coupled thermal-hydraulics and neutronics simulations for LWR safety analysis. *Annals of Nuclear Energy*, vol. 34, pp. 501–513.
- JENS, W. H. et LOTTES, P. A. (1951). Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density data for high-pressure water. Rapport technique, University of Chicago.
- LE PALLEC, J. C. (2013). CORPUS, un outil multi physique dédié à la modélisation du comportement des Réacteurs à Eau Légère (REL) en conditions de fonctionnement normal et accidentel. Rapport technique, CEA-Saclay.
- MARGUET, S. (1997). *Un nouveau couplage de code 3D de thermohydraulique THYC et du code de thermomécanique CYRANO3 pour les calculs de REP*. Notes internes de la Direction des Études et Recherches EDF. EDF-DER, Clamart.
- MARGUET, S. (2011). *La physique des réacteurs nucléaires*. Éditions Lavoisier, Collection EDF R&D.

- MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (2002). Dragon programmer's manual - IGE251. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (2012). A user guide for Dragon Version4 - IGE294. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- MATHWORKS INC. (2014). Page du site internet de Mathworks sur la fonction polyfit de Matlab. <http://www.mathworks.com/help/matlab/ref/polyfit.html>.
- MCADAMS, W. H., KENNEL, W. E., MINDEN, C. S. L., CARL, R., PICORNELL, P. M. et DEW, J. E. (1949). Heat transfer at high rates to water with surface boiling. *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 41, pp. 1945–1953.
- MESMOUS, N. (2004). Modélisation thermohydraulique et simulation numérique d'un canal de combustible des réacteurs nucléaires CANDU, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- MÜLLER-STEINHAGEN, H. et HECK, K. (1986). A simple pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 20, pp. 297–308.
- POINOT-SALANON, C. (2011). Couplages multi-physiques et applications aux réacteurs à eau légère, présentation du logiciel hemera pour les études d'accidents RTV et RIA. Rapport technique, IRSN & CEA.
- PYE, J. (2013). Site internet des tables de vapeur Freesteam. <http://freesteam.sourceforge.net/>.
- RAGUSA., J. C. et MAHADEVAN, V. S. (2009). Consistent and accurate schemes for coupled neutronics thermal-hydraulics reactor analysis. *Nuclear Engineering and Design*, vol. 239, pp. 566–579.
- REUSS, P. (2003). *Précis de neutronique*. Collection Génie atomique. EDP Sciences.
- ROHSENOW, W. M. (1952). A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Transactions of ASME*, vol. 74, pp. 969–976.
- ROUSSEAU, J. C. (1995). *Transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois*. Techniques de l'ingénieur.
- ROY, R. (1999). The CLE2000 tool-box - IGE163. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- ROY, R. et HÉBERT, A. (2000). The GAN generalized driver - IGE158. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- SAHA, P. et ZUBER, N. (1974). Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling. *Heat transfer*, vol. 4.

- SEKKI, D., HÉBERT, A. et CHAMBON, R. (2012). A user guide for Donjon Version4 - IGE300. Rapport technique, Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- TAPUCU, A. (2009). *The thermal hydraulics of two-phase systems*. École Polytechnique de Montréal.
- TAPUCU, A. (2010). *Thermal study of nuclear reactors*. École Polytechnique de Montréal.
- THOM, J. R. S., WALKER, W. M., FALLON, T. A. et REISING, G. F. S. (1966). Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, pp. 226–246.
- TONG, L.-S. et WEISMAN, J. (1970). *Thermal analysis of pressurized water reactors*, vol. 19. American Nuclear Society Hinsdale.
- WAGNER, W., KRUSE, A. et KURTZSCHMAR, H.-J. (1998). *Properties of water and steam : the industrial standard IAPWS-IF97 for the thermodynamic properties and supplementary equations for other properties : tables based on these equations*. Springer-Verlag Berlin.
- ZOGLAMI, S. (2013). Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

ANNEXE A

Rappels sur la géométrie et le fonctionnement des réacteurs REP900

Les réacteurs nucléaires de type REP900 sont une sous-catégorie des réacteurs à eau pressurisée (REP). Ainsi, comme tous les REP, ils sont constitués d'une *cuve* qui contient le cœur du réacteur et donc l'ensemble du combustible nucléaire. C'est donc dans ce volume que se déroule la fission nucléaire à l'origine du dégagement de chaleur. Cette chaleur va ainsi chauffer de l'eau en écoulement ascendant et à pression élevée (15,5 MPa) dans la cuve. Cette eau jouera le rôle de modérateur de la réaction de fission, mais aussi le rôle de caloporteur en évacuant la chaleur du combustible vers un échangeur de chaleur communément appelé *générateur de vapeur* (dans le cas d'un REP900, il y en a trois). Puis, cette eau ainsi refroidie par transfert thermique dans le générateur de vapeur sera ensuite repompée jusqu'à la cuve pour former ainsi une boucle de circulation d'eau que l'on appelle *circuit primaire*. La pression élevée imposée dans le circuit primaire est contrôlée et maintenue par l'intermédiaire d'un *pressuriseur* situé sur l'un des trois bras du circuit primaire (chaque bras du circuit primaire est composé d'une paire générateur de vapeur et pompe). La figure A.1 représente l'ensemble des composants du circuit primaire situés dans l'enceinte de confinement du réacteur nucléaire. Au niveau du générateur de vapeur, l'eau du circuit primaire sera mise en contact avec un autre circuit d'eau, le *circuit secondaire*, via un réseau de milliers de microtubes afin de maximiser la surface de transfert thermique entre les deux fluides. L'eau du circuit secondaire va ainsi capter une grande quantité de chaleur provenant du circuit primaire ce qui entraînera la vaporisation d'une partie de cette eau. La vapeur ainsi formée va ensuite entraîner une *turbine* reliée à l'axe d'un *alternateur* permettant ainsi de transformer l'énergie mécanique entrante en énergie électrique à la sortie. La vapeur sera ensuite recondensée dans un autre échangeur de chaleur appelé *condenseur* en contact avec une source froide (rivière, mer ou aéroréfrigérants). Enfin, une seconde pompe réapprovisionnera le générateur de vapeur avec la vapeur ainsi recondensée pour fermer la boucle du circuit secondaire.

Revenons maintenant au cœur du réacteur nucléaire. Il est constitué de plusieurs assemblages combustible disposés verticalement et parallèlement les uns par rapport aux autres. Dans un REP900, le cœur est composé de 157 assemblages combustible qui sont fixés par une grille de maintien. Le schéma en coupe A.2 représente la disposition géométrique des 157 assemblages combustible dans le cœur du réacteur. Par ailleurs, le réseau qui permet le maintien de ces 157 assemblages dans le cœur est conçu pour pouvoir accueillir les grappes de commande

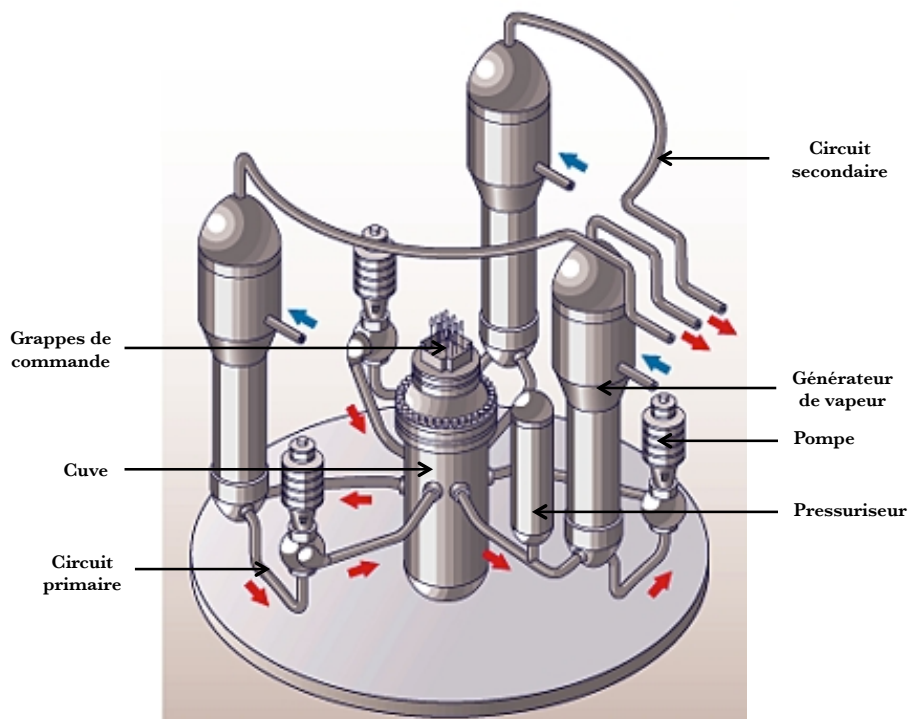


Figure A.1 Schéma représentatif de l'ensemble des composants du circuit primaire situés sous le dôme d'un réacteur nucléaire de type REP900 (tiré et adapté de (Editions Larousse, 2012)).

situées au-dessus du couvercle qui recouvre la cuve (voir schéma A.1). Ces grappes de commande contiennent des poisons absorbants qui stoppent la réaction en chaîne lorsqu'elles sont insérées dans le cœur du réacteur. Leur hauteur est réglable de sorte qu'elles peuvent être partiellement insérées dans le cœur pour maintenir le réacteur critique en fonctionnement normal. Regardons maintenant la structure d'un assemblage combustible (voir figure A.3). Chaque assemblage combustible se présente sous la forme d'un réseau 17x17 contenant 264 crayons combustible et 25 tubes guides maintenus par trois grilles situées en haut, au milieu et en bas de l'assemblage. Les crayons combustible contiennent chacun plusieurs pastilles de combustible mises bout à bout et maintenues par un ressort à l'extrémité supérieure du crayon permettant toutefois la dilatation des pastilles de combustible sous l'effet de la température. Un alliage en zircaloy est utilisé pour jouer le rôle de gaine protectrice et ainsi former la première barrière de confinement du combustible nucléaire. Enfin, les 25 tubes-guides présents dans le maillage de l'assemblage servent à accueillir les crayons absorbants ainsi que les tiges de l'instrumentation du cœur. Le schéma A.3 synthétise l'organisation spatiale d'un assemblage combustible ainsi que celle d'un crayon combustible.

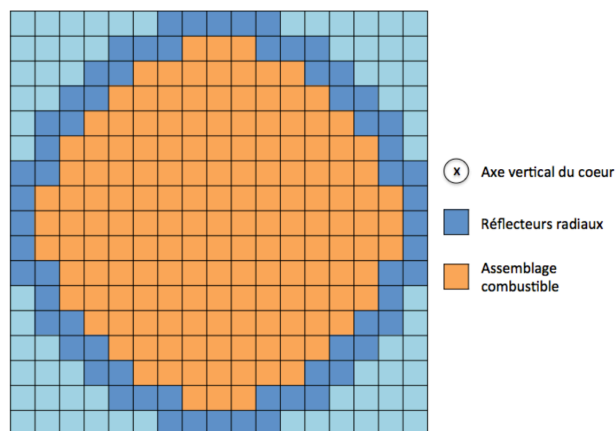


Figure A.2 Schéma en coupe du cœur d'un réacteur nucléaire de type REP900.

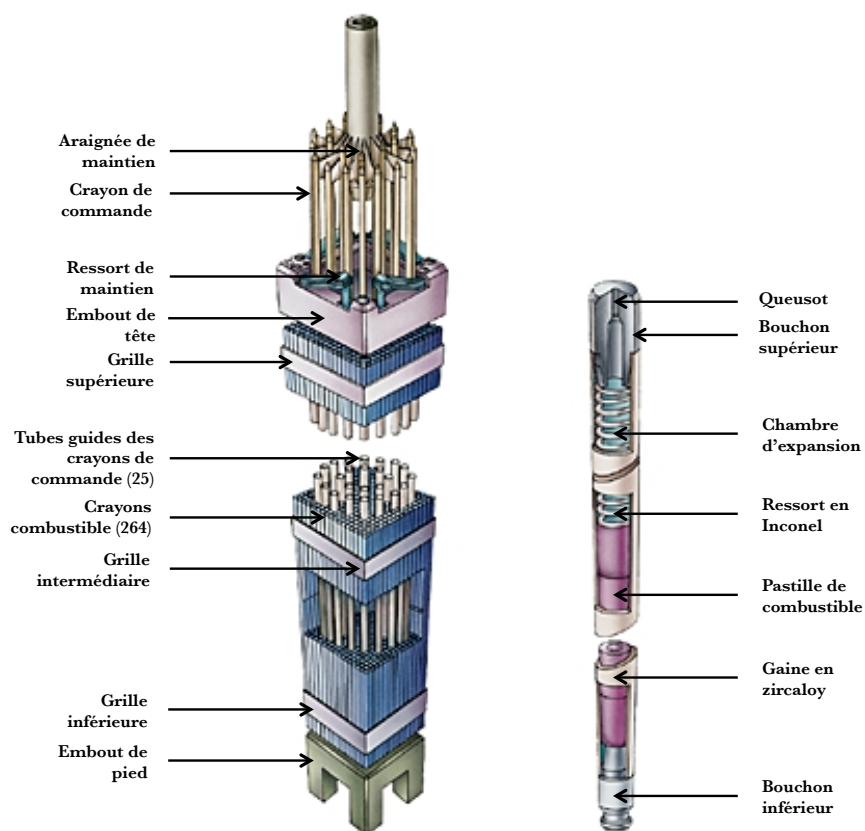


Figure A.3 Schéma récapitulatif de la composition d'un assemblage combustible et d'un crayon combustible dans un REP900 (tiré et adapté de (Editions Larousse, 2012)).

ANNEXE B

Propriétés thermophysiques relatives au combustible nucléaire

Calculs de la densité et de la capacité thermique massique du combustible nucléaire

L'ensemble des corrélations de calculs de la densité et de la capacité thermique massique du combustible reposent sur la retranscription des travaux et des recommandations de Fink (voir (Fink, 2000) et (Carbajo *et al.*, 2001)) relatifs aux propriétés thermophysiques du combustible nucléaire.

Calcul de la densité du combustible

Le combustible nucléaire utilisé dans les réacteurs à eau pressurisée est composé majoritairement d'oxyde d'uranium dont la densité est environ égale à $\rho_U = 10970 \text{ kg/m}^3$ à température et pression ambiantes. Cependant, dans certains mélanges de combustible tels que le MOX¹, l'oxyde de plutonium, dont la densité est environ égale à $\rho_{Pu} = 11460 \text{ kg/m}^3$ à température et pression ambiante, est présent avec un pourcentage massique de l'ordre de 7%. Le calcul de la densité du combustible peut donc se résumer par la formule suivante :

$$\rho(T) = (1 - x_{por}) \cdot \underbrace{\frac{1}{(a_1 + a_2 \cdot T + a_3 \cdot T^2 + a_4 \cdot T^3)^3}}_{(1)} \cdot \frac{1}{\frac{x_{Pu}}{\rho_{Pu}} + \frac{1-x_{Pu}}{\rho_U}} \quad (\text{B.1})$$

Le terme (1) de l'équation B.1 représente le coefficient correctif pour tenir compte des variations de la densité avec la température du combustible. La pression ayant un effet négligeable sur la densité du combustible solide, la formule B.1 ainsi utilisée ne comporte pas de termes de dépendance vis-à-vis de la pression. Par ailleurs, les constantes a_1 à a_4 ont les valeurs données dans le tableau B.1 ci-après. Sur la figure B.1, on a représenté les courbes de la

Tableau B.1 Coefficients correctifs en température pour le calcul de la densité du combustible nucléaire.

Coefficient	a_1	a_2	a_3	a_4
Valeur	0.99672	$1.179 \cdot 10^{-5}$	$-2.429 \cdot 10^{-9}$	$1.219 \cdot 10^{-12}$

1. Mixed OXides : Mélange d'oxyde d'uranium et d'oxyde de plutonium.

densité du combustible en fonction de la température pour différentes valeurs de la fraction massique en plutonium x_{Pu} et en considérant une porosité x_{por} égale à 0,05 :

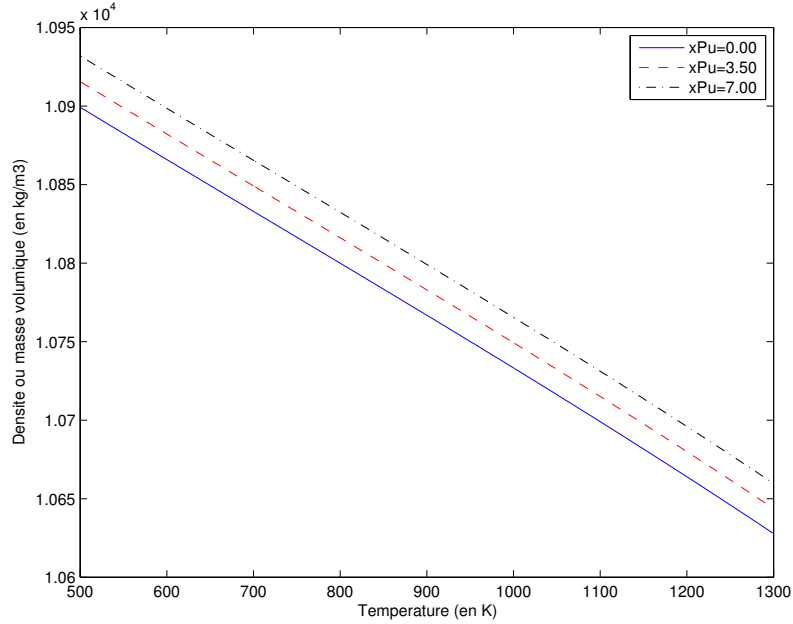


Figure B.1 Graphe de l'évolution de la densité du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium.

Calcul de la capacité thermique massique du combustible

Comme le combustible nucléaire est un mélange de deux oxydes majoritaires (UO_2 et PuO_2), la formule générale utilisée pour le calcul de la capacité thermique massique du combustible peut s'écrire comme suit :

$$C_f(T) = (1 - x_{Pu}) \cdot C_U(T) + x_{Pu} \cdot C_{Pu}(T) \quad (B.2)$$

Les capacités thermiques massiques des oxydes de combustible s'expriment en fonction de la *température réduite* $t = \frac{T}{1000}$ avec la formule qui suit :

$$C_X(t) = c_1 + c_2 \cdot t + c_3 \cdot t^2 + c_4 \cdot t^3 + c_5 \cdot t^4 + c_6 \cdot \frac{1}{t^2} \quad (B.3)$$

Avec les valeurs des coefficients c_1 à c_6 de l'équation B.3 prises dans celles du tableau B.2. Sur la figure B.2 ci-après, on a représenté les courbes de la capacité thermique massique du

Tableau B.2 Coefficients correctifs en température pour le calcul de la capacité thermique massique des oxydes de combustible.

Oxyde \ Coefficient	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6
Uranium	193.238	325.7294	-312.0042	116.8224	-9.7535	-2.6441
Plutonium	311.7866	39.258	-2.256	0.00	0.00	-7.0131

combustible en fonction de la température pour différentes valeurs de la fraction massique en plutonium x_{Pu} :

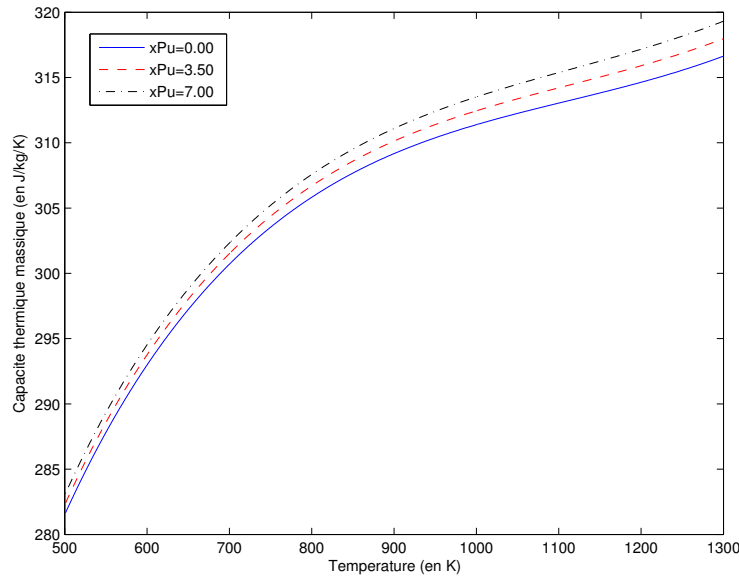


Figure B.2 Graphe de l'évolution de la capacité thermique massique du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium.

Calcul de l'énergie interne du combustible nucléaire

L'énergie interne du combustible s'obtient classiquement en faisant le produit de la capacité thermique massique par la densité du combustible nucléaire. En s'appuyant sur les deux corrélations présentées avant, on peut donc obtenir l'allure de la courbe de l'énergie interne en fonction de la température pour différentes valeurs de la fraction massique en plutonium x_{Pu} . L'ensemble du code qui implémente les corrélations pour le calcul de l'énergie interne du combustible nucléaire se trouve dans la routine THMCCD consultable sur le site internet de la Version4 du code Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

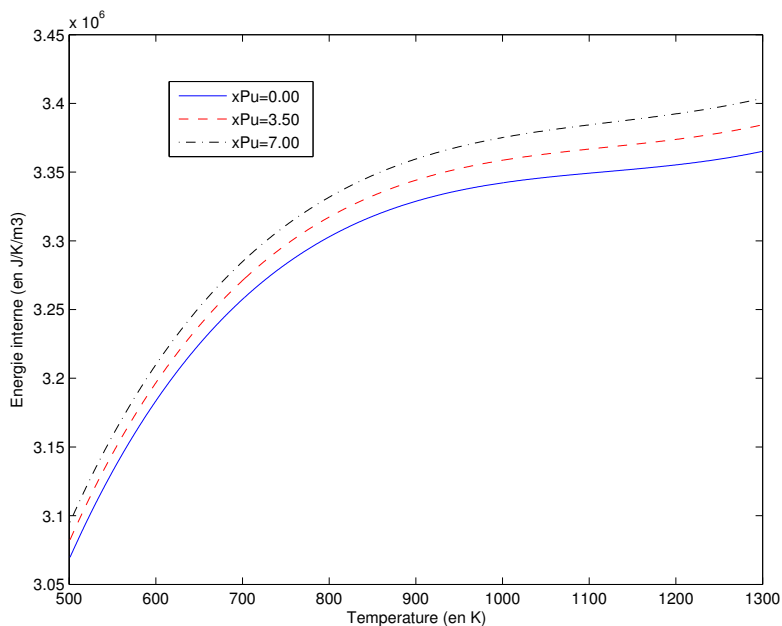


Figure B.3 Graphe de l'évolution de l'énergie interne du combustible nucléaire en fonction de la température pour différentes fractions massiques de plutonium.

Calcul de la conductivité thermique du combustible nucléaire

Le calcul du coefficient de conductivité thermique provient lui d'une formule empirique qui prend en compte différentes variables thermophysiques relatives au combustible : Un intervalle de *température* dans lequel on souhaite moyenner la valeur du coefficient de conductivité thermique massique, le *burnup*, la *porosité du combustible* et la *fraction massique de plutonium dans le combustible*. Le détail des formules utilisées pour ce calcul est donné dans la routine Fortran THMCDI du module THM disponible sur le site internet de la Version4 du code Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

ANNEXE C

Propriétés thermophysiques relatives à la gaine en zircaloy

Un large choix de corrélations existe pour déterminer les valeurs des paramètres thermophysiques des matériaux de la gaine qui entoure le combustible nucléaire (IAEA, 2006). Dans ce mémoire, nous avons choisi des formules empiriques simples et précises dans les gammes de température typiquement observées dans les réacteurs à eau pressurisée.

Calcul de la densité et de la capacité thermique de la gaine

Nous allons tout d'abord présenter les modèles utilisés pour le calcul du terme d'énergie interne dans la gaine en zircaloy puis nous verrons comment est calculée la conductivité thermique de la gaine. Le terme d'énergie interne comprend à la fois la densité (ou masse volumique) ainsi que la capacité thermique massique de la gaine.

Calcul de la densité de la gaine

Le modèle utilisé dans le module THM pour le calcul de la densité de la gaine en zircaloy ne dépend que de la température de cette dernière et repose sur la formule suivante :

$$\rho_g(T) = 6690,0 - 0,1855 \cdot T \quad (\text{C.1})$$

On représente en figure C.1 la courbe d'évolution de la densité de la gaine en zircaloy en fonction de la température.

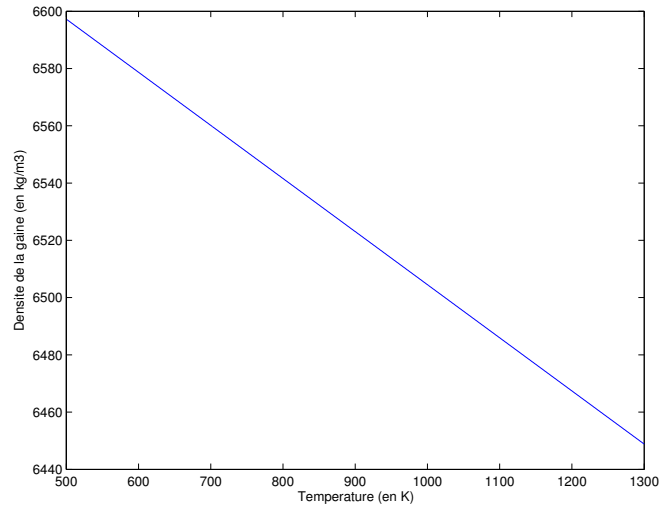


Figure C.1 Graphe de l'évolution de la densité de la gaine en fonction de la température.

Calcul de la capacité thermique massique de la gaine

La corrélation utilisée dans le module THM pour le calcul de la capacité thermique massique de la gaine en zircaloy ne dépend que de la température de cette dernière et repose sur l'ensemble de formules suivant :

$$C_g(T) = \begin{cases} 226,7 + 0,2066 \cdot T - 0,6492 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 & \text{si } T < 1090,0 \\ 6,94 \cdot T - 7189,0 & \text{si } 1090,0 \leq T < 1169,0 \\ 9312,9 - 7,177 \cdot T & \text{si } 1169,0 \leq T < 1243,0 \\ 356,0 & \text{si } T \geq 1243,0 \end{cases}$$

Nous avons ainsi représenté en figure C.2, l'allure de la courbe d'évolution de la capacité thermique massique de la gaine en fonction de la température.

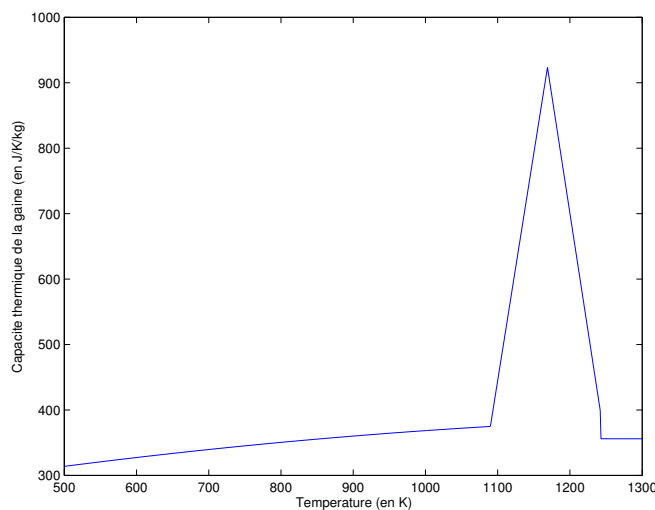


Figure C.2 Graphe de l'évolution de la capacité thermique massique de la gaine en fonction de la température.

Calcul de l'énergie interne de la gaine

Par le produit direct de la densité avec la capacité thermique massique, on obtient alors la valeur finale de l'énergie interne dans la gaine. On a ainsi représenté en figure C.3 le graphique donnant l'évolution de l'énergie interne de la gaine en zircaloy en fonction de sa température. Par ailleurs, le code associé au calcul du terme d'énergie interne dans la gaine

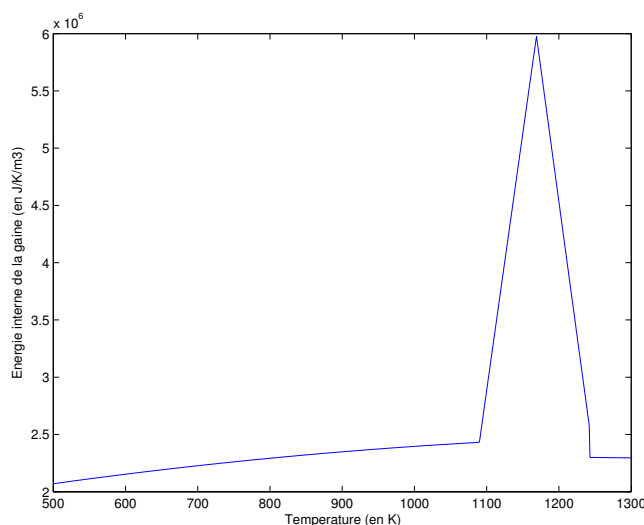


Figure C.3 Graphe de l'évolution de l'énergie interne de la gaine en fonction de la température.

peut être consulté dans le code de la routine *THMGCD* disponible sur le site internet de la Version4 du code Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

Calcul de la conductivité thermique de la gaine

Le calcul de la conductivité thermique de la gaine repose sur une corrélation simple ne dépendant que de la température du matériau et dont le formule est une fonction affine de la température :

$$k_g(T) = 12,0 + 1,25 \cdot 10^{-2} \cdot T \quad (\text{C.2})$$

En figure C.4, nous avons alors représenté la courbe donnant l'évolution de la conductivité thermique de la gaine en zircaloy en fonction de sa température. Le code associé au calcul de

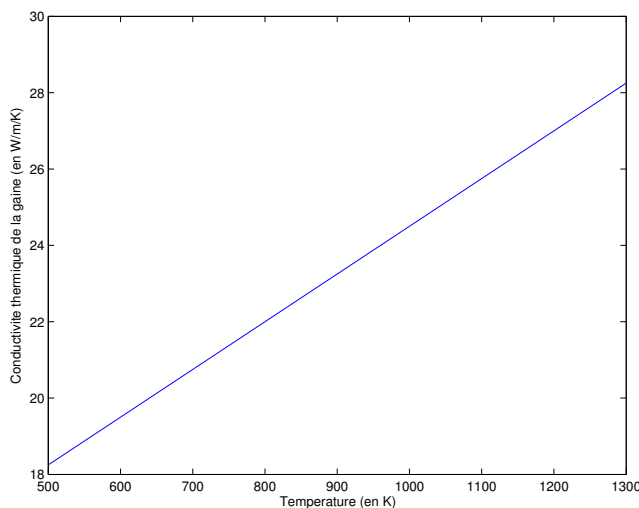


Figure C.4 Graphe de l'évolution de la conductivité thermique de la gaine en fonction de la température.

la conductivité thermique de la gaine peut par ailleurs être trouvé dans la routine *THMGDI* disponible sur le site internet de la Version4 de Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

ANNEXE D

Calcul de la température au centre du crayon combustible

Reprenons l'équation de la conduction dans le crayon telle que nous l'avons obtenue en 2.22 :

$$4\pi \cdot \frac{\partial}{\partial A} \left(k_f(T) \cdot A \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \right) + Q_F = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_f(T) \cdot C_f(T) \cdot T) \quad (D.1)$$

On applique alors le schéma de différences finies centrées 2.29 à la fonction $f(A) = 4\pi \cdot A \cdot k_f(T(A, \tau) \cdot \frac{\partial T}{\partial A})$ pour $A = \frac{dA_f}{2}$ et en posant l'approximation suivante :

$$\begin{aligned} T \left(A = \frac{dA_f}{2}, \tau_j \right) &\approx \frac{T(A=0, \tau_j) + T(A=dA_f, \tau_j)}{2} \\ T \left(A = \frac{dA_f}{2}, \tau_{j-1} \right) &\approx \frac{T(A=0, \tau_{j-1}) + T(A=dA_f, \tau_{j-1})}{2} \end{aligned} \quad (D.2)$$

Et les notations suivantes :

$$\begin{aligned} T(A=0, \tau_j) &= T_{0,j} \\ T(A=0, \tau_{j-1}) &= T_{0,j-1} \\ k_{f0,j} &= k_f \left(\frac{T_{1,j} + T_{0,j}}{2} \right) \\ \rho_{f0,j} &= \rho_f \left(\frac{T_{1,j} + T_{0,j}}{2} \right) \\ C_{f0,j} &= C_f \left(\frac{T_{1,j} + T_{0,j}}{2} \right) \end{aligned} \quad (D.3)$$

On obtient alors l'expression suivante :

$$\begin{aligned} 4\pi \cdot \frac{1}{\frac{dA_f}{2}} \left[\frac{dA_f}{2} \cdot k_{f0,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{1-,j} - \underbrace{A(1/2)}_{=0} \cdot k_{f0,j} \cdot \frac{\partial T}{\partial A} \Big|_{1/2+,j} \right] + Q_F = \\ \frac{\rho_{f0,j} \cdot C_{f0,j} \cdot \frac{T_{1,j} + T_{0,j}}{2} - \rho_{f0,j-1} \cdot C_{f0,j-1} \cdot \frac{T_{1,j-1} + T_{0,j-1}}{2}}{\Delta \tau} \end{aligned} \quad (D.4)$$

En supposant connues les valeurs des températures à l'instant temporel d'indice $j - 1$ et sachant que :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial A} \right|_{1-,j} \approx \frac{T_{1,j} - T_{0,j}}{\frac{dA_f}{2}} \quad (\text{D.5})$$

On peut alors isoler la valeur $T_{f0,j}$ de la température au centre du crayon combustible à l'instant temporel d'indice j en simplifiant l'équation D.4. L'expression obtenue est la suivante :

$$T_{f0,j} = \frac{\frac{8\pi \cdot k_{f0,j}}{dA_f} \cdot T_{1,j} - \frac{\rho_{f0,j} \cdot C_{f0,j}}{2 \cdot \Delta\tau} \cdot T_{1,j} + \frac{\rho_{f0,j-1} \cdot C_{f0,j-1}}{2 \cdot \Delta\tau} \cdot (T_{0,j-1} + T_{1,j-1}) + Q_F}{\frac{\rho_{f0,j} \cdot C_{f0,j}}{2 \cdot \Delta\tau} + \frac{8\pi \cdot k_{f0,j}}{dA_f}} \quad (\text{D.6})$$

La démarche de résolution pour trouver la valeur de la température au centre du combustible à l'instant temporel d'indice j nécessite de connaître les valeurs des paramètres $T_{1,j}$, $T_{1,j-1}$ et $T_{0,j-1}$ donc d'avoir préalablement résolu le système linéaire matriciel du problème de conduction dans le crayon étudié aux temps j et $j - 1$ et de connaître la température au centre du crayon au temps $j - 1$. Les étapes permettant de calculer itérativement la température au centre du combustible sont les suivantes :

1. On initialise la valeur de la température au centre du combustible avec l'approximation $T_{0,j} = T_{1,j}$ pour pouvoir calculer les paramètres thermophysiques $k_{f0,j}$, $\rho_{f0,j}$ et $C_{f0,j}$ relatifs au combustible
2. On recalcule ensuite une nouvelle valeur de la température au centre du combustible à l'aide de la formule D.6 et de la donnée des températures $T_{1,j}$, $T_{1,j-1}$ et $T_{0,j-1}$
3. On actualise alors les valeurs des paramètres thermophysiques du combustible avec la nouvelle valeur de la température au centre du combustible ainsi obtenue
4. On répète les étapes 2 et 3 jusqu'à ce que l'erreur sur la valeur de la température au centre du combustible entre les deux dernières itérations de calcul devienne inférieure à $1,0 \text{ K}$.

On obtient ainsi une bonne approximation de la valeur de la température au centre du combustible que nous utiliserons ensuite dans la formule de Rowland pour obtenir la température moyenne du combustible à la base du couplage avec la neutronique.

Le calcul de la température T_{f0} au centre du combustible est implémenté dans la routine *THMRES* disponible sur le site internet de la Version4 du code Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

ANNEXE E

Calcul des coefficients de transfert thermique

Calcul du coefficient dans l'interstice (ou gap)

Le calcul du coefficient h_{gap} associé au transfert de chaleur dans le gap est réalisé à partir d'une interpolation biparamètre. Les deux paramètres utilisés pour l'interpolation sont la puissance linéique dans l'assemblage ainsi que le burnup. Dans THM, il est possible de choisir deux types d'interpolation : interpolation linéaire ou interpolation de Ceschino (Pour plus de détails sur la méthode d'interpolation de Ceschino, voir (Hébert, 2011)). Cependant, par défaut, nous utiliserons la méthode de Ceschino pour obtenir des valeurs plus précises du coefficient h_{gap} . Le détail du code utilisé pour le calcul ainsi que les tables de valeurs à partir desquelles est réalisée l'interpolation est donné dans la routine *THMGAP* disponible sur le site internet de la Version4 de Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

Calcul du coefficient de transfert thermique par convection

Le calcul du coefficient de transfert thermique par convection noté h_C dans THM : repose sur la corrélation de Dittus & Boelter (Dittus et Boelter, 1930). Cette corrélation s'applique très bien dans les situations où l'étude est réservée aux écoulements monophasiques. Elle devient toutefois de moins en moins précise à mesure que la fraction de vapeur augmente dans le caloporteur¹. Elle se base sur la donnée des nombres de Prandtl, de Reynolds et de Nusselt (définis dans la liste des notations en préambule de ce mémoire) pour calculer le coefficient de transfert thermique par convection. La formulation utilisée dans le corps du module THM est la suivante :

$$h_C = 0,023 \cdot Pr^{0,4} \cdot Re^{0,8} \cdot \frac{k_c}{D_H} \quad (E.1)$$

Notons que, dans les cas où l'écoulement du caloporteur n'est pas monophasique, les nombres de Reynolds, Nusselt et Prandtl ainsi que les autres grandeurs physiques utilisées pour calculer le coefficient de transfert thermique par convection h_C seront calculés à partir des propriétés thermohydrauliques du liquide saturé à la pression locale du caloporteur. La définition du

1. On préférera dans ce cas utiliser des corrélations plus complexes telles que la corrélation de Chen (Chen, 1966).

nombre de Reynolds du liquide saturé est alors la suivante :

$$Re_L = \frac{(1 - X_{flo}) \cdot G \cdot D_H}{\mu_L} \quad (\text{E.2})$$

C'est la routine *THMH2O* qui réalise ce calcul. Le code associé à cette routine est disponible sur le site internet de la Version4 de Dragon-Donjon (Hébert, 2013).

ANNEXE F

Modèle de Müller-Steinhagen

Pour un écoulement monophasique

La corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen et Heck, 1986) est une modélisation de la perte de pression due aux forces de frottement. La corrélation a initialement été proposée pour évaluer la perte de pression par frottements pour des écoulements diphasiques. Toutefois, comme nous n'étudions dans ce mémoire que des régimes monophasiques (à l'exception du sous-refroidissement), nous ne détaillerons ici que la modélisation dans le cas d'un écoulement purement monophasique. Le choix de cette corrélation plutôt que les nombreuses autres corrélations concernant les pertes de pression par frottement qui existent dans la littérature a été guidé à la fois par sa simplicité, sa précision, mais aussi par le fait que nous souhaitions une corrélation en accord avec ce qui est fait dans ARTHUR (Fassi Fehri, 2008) pour des fins de validation du module de calcul THM. Dans le modèle établi par Müller-Steinhagen en monophasique, la résultante des pertes de pression par frottements dans la direction de l'écoulement prend l'expression suivante :

$$F_{zfric}|_{mono} = f \cdot \frac{G^2}{2 \cdot D_H \cdot \rho_c} \quad (\text{F.1})$$

Avec f un coefficient sans dimension appelé le *facteur de frottement de la phase liquide* et qui est fonction du nombre de Reynolds :

$$f = \begin{cases} \frac{64,0}{Re} & \text{si } Re \leq 1187,0 \\ \frac{0,3164}{Re^{1/4}} & \text{si } Re > 1187,0 \end{cases} \quad (\text{F.2})$$

Sur la figure F.1, on a représenté la courbe donnant les valeurs prises par le coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds associé à l'écoulement du caloporteur dans le canal.

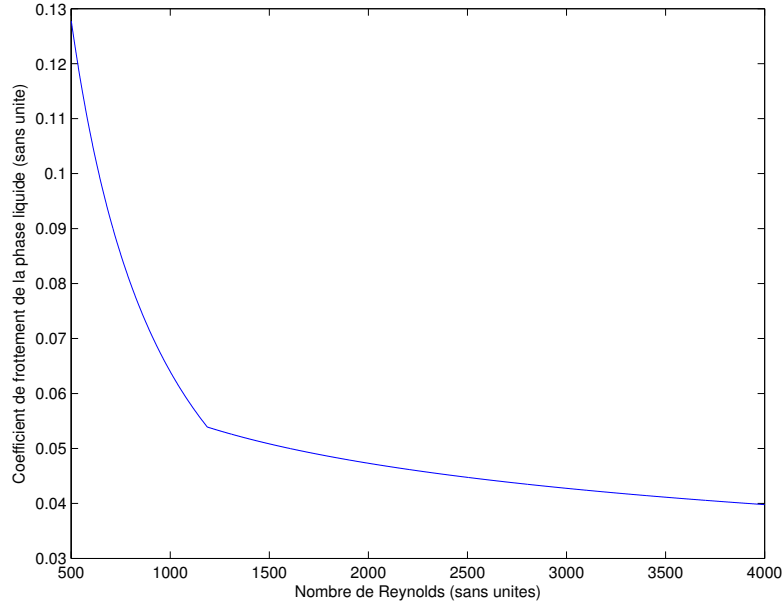


Figure F.1 Graphe de l'évolution du coefficient de frottement de la phase liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Pour un écoulement diphasique partiel

En régime diphasique, les définitions données en F.1 et en F.2 doivent être adaptées. On choisit de conserver un modèle d'*écoulement homogène* donc de baser toutes les définitions précédentes sur les grandeurs physiques associées au liquide saturé et d'introduire un coefficient correctif Φ_{l0}^2 pour tenir compte de la présence locale de vapeur dans le volume de contrôle de caloporteur étudié. Ce facteur Φ_{l0}^2 , fonction du titre de vapeur X_{flo} , est défini par l'équation suivante :

$$\Phi_{l0}^2 = \frac{1 + X_{flo} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1 \right)}{\left[1 + X_{flo} \cdot \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} - 1 \right) \right]^{0,25}} \quad (\text{F.3})$$

On a représenté en figure F.2 différents graphes de l'évolution du facteur correctif Φ_{l0}^2 en fonction du titre massique de vapeur X_{flo} pour différentes valeurs de pression p typiques dans un REP¹.

1. Nous représentons le graphe du coefficient Φ_{l0}^2 pour différentes valeurs de pression, car les grandeurs ρ_L et μ_L du liquide saturé et les grandeurs ρ_V et μ_V de la vapeur saturée dépendent toutes uniquement de la pression du caloporteur.

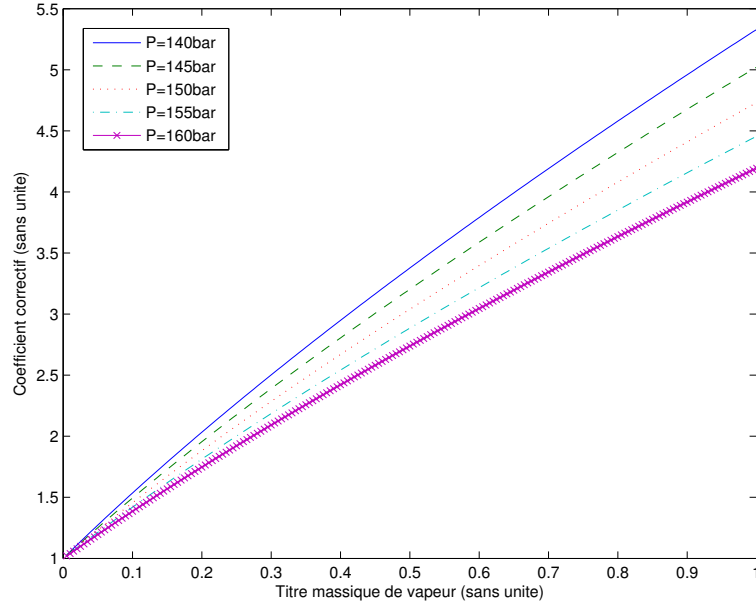


Figure F.2 Graphes de l'évolution du facteur correctif Φ_{l0}^2 en fonction du titre massique de vapeur X_{flo} pour différentes valeurs de pression typiques dans un REP.

La résultante des pertes de pression par frottements dans la direction de l'écoulement en régime diphasique s'écrit finalement comme suit :

$$F_{zfric|diph} = \Phi_{l0}^2 \cdot f_L \cdot \frac{(G \cdot (1 - X_{flo}))^2}{2 \cdot D_H \cdot \rho_L} \quad (F.4)$$

Avec f_L le facteur de frottement de la phase liquide qui est fonction du nombre de Reynolds de la phase liquide $Re_L = \frac{(1 - X_{flo}) \cdot G \cdot D_H}{\mu_L}$:

$$f_L = \begin{cases} \frac{64,0}{Re_L} & \text{si } Re_L \leq 1187,0 \\ \frac{0,3164}{Re_L^{1/4}} & \text{si } Re_L > 1187,0 \end{cases} \quad (F.5)$$

ANNEXE G

Architecture du module THM et rôles des routines Fortran

Dans le code Dragon - Donjon Version4, chaque module de calcul comporte une routine principale et plusieurs sous-routines qui forment ainsi une architecture organisée pour l'ensemble du code. Dans cette annexe, nous présentons l'organisation du module THM et ses différentes routines. Nous détaillerons les rôles de chacune d'elles ainsi que les liens entre chacune de ces routines. Par ailleurs, de plus amples explications sur le module THM sont consultables dans la notice d'utilisateur de Donjon Version 4 (Sekki *et al.*, 2012) et sur le site internet de la Version4 (Hébert, 2013). Comme nous l'avons évoqué dans ce mémoire, le module THM réalise des calculs thermohydrauliques en régime stationnaire et en régime transitoire. Ainsi, en fonction du type de calcul choisi, les routines appelées pourront varier. Par exemple, la routine principale d'un calcul stationnaire est *THMDRV* alors que la routine principale d'un calcul transitoire est *THMTRS*. La figure G.1 représente la structure du module THM avec les différents modules appelés en régime stationnaire et en régime transitoire.

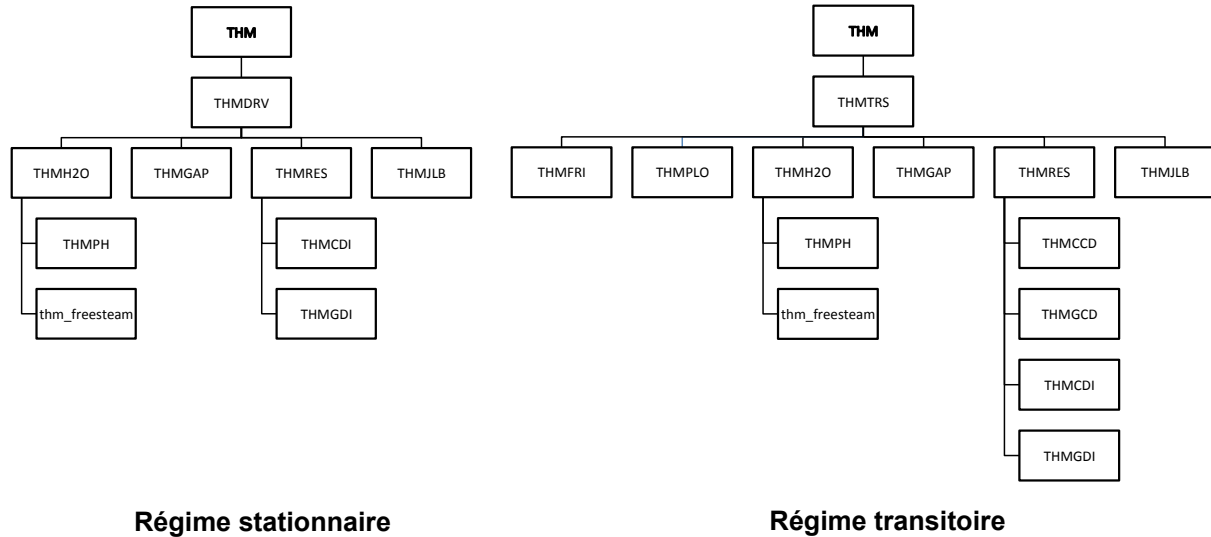


Figure G.1 Organigramme de l'architecture du module THM ainsi que de l'ensemble des routines Fortran appelées en stationnaire et en transitoire.

Enfin, le tableau G.1 liste l'ensemble des routines Fortran dans THM ainsi que leur rôle respectif dans la résolution du problème thermohydraulique.

Tableau G.1 Tableau explicatif du rôle respectif de chacune des routines Fortran appelées par le module THM de Donjon4.

Routine Fortran	Fonction réalisée
THM.f	Il s'agit de la première routine exécutée lors de l'appel du module THM. Son rôle est, entre autres, de définir les données de géométrie (Périmètre mouillé P_m , section de passage A_C du caloporteur...), de lire les données de puissance et de burnup ainsi que d'acquérir les paramètres d'entrée (rayon, propriétés du combustible et conditions d'entrée du caloporteur). Il fait aussi appel aux deux procédures de calcul principales en stationnaire (<i>THMDRV</i>) comme en transitoire (<i>THMTRS</i>) et écrit en sortie les données thermohydrauliques obtenues dans les objets LCM correspondants (<i>THERMO</i> et <i>MAP</i>).
thm_freesteam.c	Interface C/Fortran qui permet de faire appel aux tables de vapeur Freesteam. On peut notamment calculer la température de saturation T_{sat} de l'eau à partir de la valeur de la pression ou encore déterminer l'ensemble des paramètres thermohydrauliques du fluide à partir du couple de paramètres pression-température ou température-titre.
THMCCD.f	Routine qui calcule le terme d'énergie interne (produit de la densité ρ_f par la capacité thermique massique C_f) du combustible en fonction de la température de ce dernier ainsi que de sa porosité et sa teneur massique en plutonium.
THMCDI.f	Routine qui calcule, à partir des données de la température, du burnup, de la fraction de plutonium et de la porosité du combustible, la valeur de la conductivité thermique k_f de ce dernier.
THMDRV.f	Routine principale pour un calcul stationnaire, elle détermine d'abord l'ensemble de la distribution du flux massique et de la pression à partir des conditions aux frontières données pour ces paramètres en entrée ou en sortie et calcule dans chaque canal la distribution de l'enthalpie. Elle appelle ensuite la routine <i>THMRES</i> pour calculer les températures dans les crayons combustible. Enfin, elle calcule les valeurs finales des paramètres thermohydrauliques qui serviront au couplage avec la neutronique et notamment à réaliser l'interpolation des sections efficaces avec le module <i>NCR</i> de Donjon4.

Tableau G.1 (suite)

THMFRI.f	Cette routine s'appuie sur la corrélation de Müller-Steinhagen pour calculer le coefficient de frottement de la phase liquide à partir de la donnée du nombre de Reynolds de l'écoulement du liquide (monophasique pur ou saturé) dans le canal.
THMGAP.f	Elle calcule le coefficient dans l'interstice (ou gap) par une interpolation de type Ceschino à partir d'une table de valeur fonction de la puissance linéique et d'une autre table de valeur fonction du burnup.
THMGCD.f	Elle a une fonction similaire à la routine <i>THMCCD</i> puisqu'elle calcule le terme d'énergie interne (produit de la densité ρ_g par la capacité thermique massique C_g) de la gaine à partir de la donnée de sa température.
THMGDI.f	Elle a une fonction similaire à la routine <i>THMCDI</i> puisqu'elle calcule la conductivité thermique de la gaine à partir de la donnée de sa température.
THMH2O.f	Cette routine s'appuie sur les valeurs de la pression, de l'enthalpie et du flux massique trouvées lors de la résolution des équations de bilan de l'écoulement du caloporteur. Elle calcule tout d'abord la valeur du titre thermodynamique à partir de la donnée de l'enthalpie du caloporteur et de sa pression. Puis, par l'intermédiaire de la routine <i>THMPH</i> , elle calcule la température et la densité moyenne du caloporteur. Elle détermine ensuite la valeur du coefficient h_C de transferts par convection grâce à la la formule de Dittus & Boelter pour en déduire finalement la valeur de la température à la surface extérieure de la gaine ($T(r = r_{Gex})$) avec la formule du flux de chaleur en convection.
THMJLB.f	Cette routine s'appuie sur le modèle de Bowring et la corrélation de Jens & Lottes pour déterminer la position où se produit le début de l'ébullition sous-refroidie dans l'écoulement du caloporteur et calculer la distribution du titre de l'écoulement X_{flo} et du taux de vide ϵ à la suite de l'arrivée de cette ébullition sous-refroidie.
THMPH.f	Routine qui implémente une méthode d'inversion des tables de vapeur dans le cas d'un écoulement purement monophasique. Cela permet ainsi de déterminer les valeurs de la température et de la densité de l'eau liquide à partir de valeurs connues de l'enthalpie et de la pression.

Tableau G.1 (suite)

THMPLO.f	Routine qui calcule le facteur correctif Φ_{l0}^2 pour la corrélation de Müller-Steinhagen dans le cas d'un écoulement diphasique à partir des seules valeurs de la pression p et du titre de l'écoulement X_{flo}
THMRES.f	Elle met en place tout le système matriciel linéaire associé au problème de conduction dans un crayon combustible et le résout de manière itérative pour déterminer l'ensemble de la distribution de température dans le crayon à chaque point de discrétisation choisi. Elle calcule enfin la température au centre du crayon, toujours de manière itérative.
THMTRS.f	C'est la routine principale pour un calcul transitoire. Elle se charge de mettre en place les systèmes matriciels dans chaque canal pour trouver la distribution du flux massique, de la pression ainsi que de l'enthalpie en fonction de la discrétisation choisie. Elle les résout ensuite par une méthode de pivot de Gauss. Puis, elle appelle la routine <i>THMRES</i> pour établir les calculs de température dans les crayons. Puis, elle fait appel à la routine <i>THMJLB</i> pour calculer le titre de l'écoulement X_{flo} et le taux de vide ϵ dans chaque volume de contrôle de chaque canal étudié et par la suite mettre à jour en conséquence les valeurs de la densité dans chacun de ces volumes de contrôle. Enfin, elle calcule les valeurs finales des paramètres thermohydrauliques qui serviront au couplage avec la neutronique et notamment à réaliser l'interpolation des sections efficaces avec le module <i>NCR</i> de Donjon4.

ANNEXE H

Procédures CLE2000 utilisées pour les calculs multiphysiques avec Donjon4

Procédure en régime permanent : rep900 _ mphy

```

*-----
*   Name           : rep900_mphy.x2m
*   Type           : DONJON CLE2000 procedure
*
*   Local parameters:
*     densB1       boron density for the first calculation
*     densB2       boron density for the second calculation
*
*   Calculation options:
*     Splitx       Radial mesh-splitting of assemblies
*     Splitz       Axial mesh-splitting of assemblies
*     TypeCal      Boron concentration computation option: "critical" or
*                  "fixed"
*
*-----
*   STRUCTURES, MODULES and PROCEDURES definitions
*-----
LINKED_LIST GeoCoeur Track Flux Cpo LO Reseau Matex
              Lib Macro2 Fmap CpRefl ;
MODULE        TRIVAT: GREP: FINDO: UTL: DELETE: ABORT: END: ;

PROCEDURE     GetDim GeoCo SetFuelMap SetParam ThermoParam ;
PROCEDURE     assertS Refl_Light ;
SEQ_ASCII    _ACompo ;
REAL          DELTA REFVALUE ;
*-----
*   Local Parameters
*-----
REAL         densB1 := 2000.0 ;

```

```

REAL    densB2 := 1000.0 ;
*-----
*  Calculation options
*-----
INTEGER Splitx Splitz := 1 1      ;
STRING  TypeCal       := "critical" ;
REAL    powi := 2775.0 ;

REAL Rcomb1 Rcomb2 Rcomb3 Rcomb4
      R_int_TG R_ext_TG R_int_TI R_ext_TI R_int_G R_ext_G
      Cote CoteL
      RmodeN1 RmodeN2
      R_ext_G2 R_ext_TGm R_ext_TIm
      N_U5_UOX N_U5_MOX
      N_Pu8 N_Pu9 N_Pu0 N_Pu1 N_Pu2 N_Am1
      densU_UOX densU_MOX densPu_MOX
      teneur1_Pu teneur2_Pu teneur3_Pu
      temp_comb temp_mode dens_mode
      temp_comb_0 temp_mode_0 dens_mode_0 ;

*-----
*  Recover the Multicompo
*-----
Cpo := _ACompo ;
UTL: Cpo :: DIR ;
*--
*  Set the reflector properties
*--
CpRefl := Refl_Light ;

REAL ORF IRC ORC IRCGT ORCGT ORAG ORAN
      IRCA ORCA ORDET ORDETC Lamé LPitch Height ;

REAL pbore_0 := 500. ; ! natural boron concentration in ppm

GetDim ::

```

```

>>Rcomb1<< >>Rcomb2<< >>Rcomb3<< >>Rcomb4<<
>>R_int_TG<< >>R_ext_TG<< >>R_int_TI<< >>R_ext_TI<<
>>R_int_G<< >>R_ext_G<< >>Cote<< >>Lame<< >>CoteL<<
>>RmodeN1<< >>RmodeN2<< >>R_ext_G2<< >>R_ext_TGm<< >>R_ext_TIm<<
>>N_U5_UOX<< >>N_U5_MOX<< >>N_Pu8<< >>N_Pu9<< >>N_Pu0<<
>>N_Pu1<< >>N_Pu2<< >>N_Am1<< >>densU_UOX<< >>densU_MOX<<
>>densPu_MOX<< >>teneur1_Pu<< >>teneur2_Pu<< >>teneur3_Pu<<
>>temp_comb_0<< >>temp_mode_0<< >>dens_mode_0<< ;

```

```
EVALUATE temp_comb temp_mode dens_mode := 800.0 600.0 0.659 ;
```

```
EVALUATE
```

```

ORF IRC ORC IRCGT ORCGT
ORAG ORAN IRCA ORCA
ORDET ORDETC
Lame LPitch Height
:=
Rcomb4 R_int_TG R_ext_TG R_int_TI R_ext_TI
R_int_TG R_ext_TG R_int_TI R_ext_TI
R_int_TG R_ext_TG
Lame Cote 10.0
;

```

```

REAL rPavX := 17.0 ; ! assemblage 17 x 17
INTEGER iPavX := 17 ; ! assemblage 17 x 17

```

```

REAL dx := rPavX LPitch * 2.0 Lame * + ;
INTEGER MaxR := iPavX iPavX * 33 * Splitx * Splitx * Splitz * ;
INTEGER Iter := 1 ;
REAL keff1 keff2 keffn ;
REAL Y1 Y2 ROOT YNEW ;
REAL densB ;
LOGICAL CONV ;

```

```

GeoCoeur Matex := GeoCo ::
<<Splitx>> <<Splitz>> <<MaxR>> <<dx>> ;

```

```

Track := TRIVAT: GeoCoeur ::
  EDIT 1 MAXR <<MaxR>> DUAL 2 3 ;

*--
* Fuel map definition
*--
Fmap Matex := SetFuelMap Matex :: <<dx>> ;

Fmap := SetParam Fmap :: <<densB1>> <<temp_comb_0>> <<temp_mode_0>>
  <<dens_mode_0>> ;

*--
* Calculation
*--
Fmap Matex Flux := ThermoParam Fmap Matex Cpo Track CpRefl
  :: <<powi>> <<densB1>> <<pbore_0>> <<temp_comb_0>> <<temp_mode_0>>
  <<dens_mode_0>> ;

GREP: Flux  ::
  GETVAL 'K-EFFECTIVE' 1 >>keff1<<  ;

ECHO "densB1=" densB1 "K-effective 1 = " keff1  ;
IF Splitx Splitz * 1 = THEN
  assertS Flux :: 'K-EFFECTIVE' 1 0.9625463 ;
ELSEIF Splitx Splitz * 4 = THEN
  assertS Flux :: 'K-EFFECTIVE' 1 0.9625463 ;
ENDIF ;

IF TypeCal "critical" = THEN

  Flux DELETE: Flux ;

Fmap Matex Flux := ThermoParam Fmap Matex Cpo Track CpRefl
  :: <<powi>> <<densB2>> <<pbore_0>> <<temp_comb_0>> <<temp_mode_0>>
  <<dens_mode_0>> ;

```

```

GREP: Flux    ::
    GETVAL 'K-EFFECTIVE' 1 >>keff2<<    ;
ECHO "densB2=" densB2 "K-effective      2 = " keff2    ;
IF Splitx Splitz * 1 = THEN
    assertS Flux :: 'K-EFFECTIVE' 1 1.030772 ;
ELSEIF Splitx Splitz * 4 = THEN
    assertS Flux :: 'K-EFFECTIVE' 1 1.030772 ;
ENDIF ;

EVALUATE Y1 := 1.0 1.0 keff1 / - ;
EVALUATE Y2 := 1.0 1.0 keff2 / - ;
LO := FINDO: :: ITMAX 20 TOL 1.0E-4
    POINT X <<densB1>> Y <<Y1>>
    POINT X <<densB2>> Y <<Y2>>
    >>CONV<< >>ROOT<< ;

REPEAT

    Flux DELETE: Flux ;

    EVALUATE densB := ROOT ;

    Fmap Matex Flux := ThermoParam Fmap Matex Cpo Track CpRef1
    :: <<powi>> <<densB>> <<pbore_0>> <<temp_comb_0>> <<temp_mode_0>>
    <<dens_mode_0>> ;

    GREP: Flux    ::
        GETVAL 'K-EFFECTIVE' 1 >>keffn<<    ;
    ECHO "K-effective iter " Iter "et bore " ROOT " = " keffn    ;

    EVALUATE YNEW := 1.0 1.0 keffn / - ;
    LO := FINDO: LO :: Y <<YNEW>>
        >>CONV<< >>ROOT<< ;

    EVALUATE Iter := Iter 1 + ;

```



```

UNTIL CONV ;
ECHO "Zero is =" ROOT ;
IF Splitx Splitz * 1 = THEN
    EVALUATE REFVALUE := 1.430690E+03 ;
ELSEIF Splitx Splitz * 4 = THEN
    EVALUATE REFVALUE := 1.430690E+03 ;
ENDIF ;
EVALUATE DELTA := ROOT REFVALUE - REFVALUE / ABS ;
IF DELTA 1.0E-4 < THEN
    PRINT "TEST SUCCESSFUL; DELTA=" DELTA ;
ELSE
    PRINT "-----" ;
    PRINT "TEST FAILURE" ;
    PRINT "-----" ;
    PRINT "REFERENCE=" REFVALUE " CALCULATED=" ROOT ;
    ABORT: ;
ENDIF ;

ENDIF ;

ECHO "test rep900_mphy.x2m completed" ;
END: ;
QUIT "LIST" .

```

Procédure en régime transitoire : rep900 _ mtest

```

*----
* Name           : rep900_mtest.x2m
* Type           : DONJON CLE2000 procedure
* Author         : P. Gallet
*
* Local parameters:
*   Itps         Current time iteration to be used in the transient loop
*
* Calculation options:
*   Splitx       Radial mesh-splitting of assemblies

```

```

*   Splitz   Axial mesh-splitting of assemblies
*   TimeTot  Total time for the transient study (in seconds)
*   Ntps     Total number of time steps
*   Niter    Total number of iterations for the convergence
*           of one time step
*   TypeCal  Boron concentration calculation option "critical" or
*           "fixed" for the initial permanent calculation
*
*-----
*   STRUCTURES, MODULES and PROCEDURES definitions
*-----
LINKED_LIST      Fmap Matex MacroP FluxP SystemP Thm Track PowerP
                  Cpo CpRefl Kinet MacroF MacroR SystemT Macro1 Macro2
                  Kinet_0 Macro_0 Syst_0 ;
MODULE           NCR: MACINI: TRIVAA: INIKIN: KINSOL: THM: FLPOW: ;
MODULE           GREP: DELETE: END: UTL: ABORT: ;
PROCEDURE        PermCoupl GetDim Refl_Light ;
SEQ_ASCII        _ACompo ;
*-----
* Local Parameters
*-----
INTEGER Itps := 0 ;
INTEGER Iter := 0 ;
LOGICAL CONVTP CONVIT ;
STRING Dir := "EDI2B" ;
*-----
* Calculation Options
*-----
INTEGER Splitx Splitz := 1 1 ;
REAL TimeTot := 400.0 ;
INTEGER Niter ;
REAL Powi := 2775.0 ;
REAL TemRTV PreRTV ;
REAL Pini := 15500000.0 ;
REAL Tini := 560.95 ;
STRING TypeCal := "critical" ;

```

```

REAL DT ;
REAL RealTime := 0.0 ;
REAL tcm tfm dcm tcmax tfmax dcmax RPT ;
REAL sigf1mo sigf2mo ;
REAL sign1mo sign2mo ;
REAL sigs1mo sigs2mo ;
REAL sigalmo siga2mo ;
DOUBLE RPTOT ;
REAL Rcomb1 Rcomb2 Rcomb3 Rcomb4
    R_int_TG R_ext_TG R_int_TI R_ext_TI R_int_G R_ext_G
    Cote Lamé CoteL
    RmodeN1 RmodeN2
    R_ext_G2 R_ext_TGm R_ext_TIm
    N_U5_UOX N_U5_MOX
    N_Pu8 N_Pu9 N_Pu0 N_Pu1 N_Pu2 N_Am1
    densU_UOX densU_MOX densPu_MOX
    teneur1_Pu teneur2_Pu teneur3_Pu
    temp_comb temp_mode dens_mode
    temp_comb_0 temp_mode_0 dens_mode_0 densB ;
REAL pbore_0 := 500. ; ! natural boron concentration in ppm
STRING TimeIncr ;
*----
* Recover the Multicompo
*----
Cpo := _ACompo ;
*--
* Set the reflector properties
*--
CpRefl := Refl_Light ;

*----
* Recover all the parameters
*----
GetDim ::
    >>Rcomb1<< >>Rcomb2<< >>Rcomb3<< >>Rcomb4<<
    >>R_int_TG<< >>R_ext_TG<< >>R_int_TI<< >>R_ext_TI<<

```

```

>>R_int_G<< >>R_ext_G<< >>Cote<< >>Lame<< >>CoteL<<
>>RmodeN1<< >>RmodeN2<< >>R_ext_G2<< >>R_ext_TGm<< >>R_ext_TIm<<
>>N_U5_UOX<< >>N_U5_MOX<< >>N_Pu8<< >>N_Pu9<< >>N_Pu0<<
>>N_Pu1<< >>N_Pu2<< >>N_Am1<< >>densU_UOX<< >>densU_MOX<<
>>densPu_MOX<< >>teneur1_Pu<< >>teneur2_Pu<< >>teneur3_Pu<<
>>temp_comb_0<< >>temp_mode_0<< >>dens_mode_0<< ;

ECHO "-----" ;
ECHO "Steady-state Thermo-hydraulics coupling loop" ;
ECHO "-----" ;

MacroP FluxP Track Fmap Matex Thm := PermCoupl Cpo CpRefl ::
  <<Powi>> <<Splitx>> <<Splitz>> <<TypeCal>>
  <<Pini>> <<Tini>> >>densB<< ;

ECHO "-----" ;
ECHO "Initialization of the kinetics parameters" ;
ECHO "-----" ;

SystemP := TRIVAA: MacroP Track :: UNIT ;

Kinet_0 := INIKIN: MacroP Track SystemP FluxP ::
  EDIT 0
  NORM POWER-INI <<Powi>>
;

FluxP := DELETE: FluxP ;

*--
* Begin transient loop
*--

REPEAT

Macro_0 := MacroP ;
Syst_0 := SystemP ;

```

```
EVALUATE Itps := Itps 1 + ;
```

```
IF Itps 100 <= THEN
```

```
    EVALUATE DT := 0.05 ;
```

```
ELSEIF Itps 200 <= THEN
```

```
    EVALUATE DT := 0.10 ;
```

```
ELSEIF Itps 4500 <= THEN
```

```
    EVALUATE DT := 0.05 ;
```

```
ELSE
```

```
    EVALUATE DT := 0.05 ;
```

```
ENDIF ;
```

```
* Calculation of the thermohydraulic inlet parameters
```

```
* for the current time step
```

```
EVALUATE RealTime := RealTime DT + ;
```

```
* Current inlet temperature
```

```
* Normally Tini 25.0 300.0 / RealTime * -
```

```
IF RealTime 15.0 <= THEN
```

```
    EVALUATE TemRTV := Tini ;
```

```
ELSEIF RealTime 315.0 <= THEN
```

```
    EVALUATE TemRTV := Tini 30.0 300.0 / RealTime 15.0 - * - ;
```

```
ELSEIF RealTime 500.0 <= THEN
```

```
    EVALUATE TemRTV := TemRTV ;
```

```
ELSE
```

```
    ECHO "-----" ;
```

```
    ECHO "Curent inlet temperature not defined for this time step" ;
```

```
    ECHO "-----" ;
```

```
    ABORT: ;
```

```
ENDIF ;
```

```
* Current inlet pressure
```

```
IF RealTime 15.0 <= THEN
```

```
    EVALUATE PreRTV := Pini ;
```

```
ELSEIF RealTime 195.0 <= THEN
```

```

    EVALUATE PreRTV := Pini 2500000.0 180.0 / RealTime 15.0 - * - ;
ELSEIF RealTime 335.0 <= THEN
    EVALUATE PreRTV := 13000000.0 5000000.0 140.0 / RealTime
    195.0 - * - ;
ELSEIF RealTime 500.0 <= THEN
    EVALUATE PreRTV := PreRTV ;
ELSE
    ECHO "-----" ;
    ECHO "Curent inlet pressure not defined for this time step" ;
    ECHO "-----" ;
    ABORT: ;
ENDIF ;

* Evaluate the number of multiphysics iterations for the current time step
IF RealTime 1.0 <= THEN
    EVALUATE Niter := 20 ;
ELSEIF RealTime 15.0 <= THEN
    EVALUATE Niter := 15 ;
ELSEIF RealTime 335.0 <= THEN
    EVALUATE Niter := 15 ;
ELSE
    EVALUATE Niter := 8 ;
ENDIF ;

REPEAT

EVALUATE Iter := Iter 1 + ;

Kinet := Kinet_0 ;

ECHO "-----" ;
ECHO "Transient Thermal-hydraulics / Neutronics coupling loop" ;
ECHO "Itps=" Itps "----" "Time (s)=" RealTime "----" "Iter=" Iter ;
ECHO "-----" ;

ECHO "Niter=" Niter "DT=" DT "PreRTV=" PreRTV "TemRTV=" TemRTV ;

```

```

ECHO "Thermo-hydraulic calculation with " ;
ECHO " new input physical parameters" ;

* Thermo-hydraulic calculation
Thm Fmap := THM: Thm Fmap ::
  EDIT 1
  TIME 1 <<DT>> <<Itps>> <<RealTime>>
  CRITFL 1.80E+6 (* W/m^2 *)
  ASSMB 462.422016E-4 (* m^2 *) 264 25
  CWSECT 3.86 (* m^2 *) 67398.0 (* m^3/hr *)
  CONV 100 100 100 1.0 (* K *) 1.0E-3
  INLET <<PreRTV>> (* Pa *) <<TemRTV>> (* K *)
  RADIUS 0.4095E-2 0.418E-2 0.475E-2 0.6025E-2 (* m *)
  RODMESH 5 10
  RELAX 0.5
;

ECHO "Cross section database interpolation with new" ;
ECHO "thermal-hydraulic parameters" ;

MacroP SystemP := DELETE: MacroP SystemP ;

* Cross section database interpolation for fuel regions
MacroF := NCR: Cpo Fmap ::
  EDIT 0
  MACRO LINEAR
  TABLE Cpo <<Dir>> 'burnup'
  MIX 1 INST-BURN
    SET LINEAR 'burnup' MAP
    SET LINEAR 'ppmBore' <<pbore_0>>
    SET CUBIC 'TF' <<temp_comb_0>>
    SET CUBIC 'TCA' <<temp_mode_0>>
    SET CUBIC 'DCA' <<dens_mode_0>>
    ADD 'ppmBore' <<pbore_0>> MAP
    REF 'burnup' SAMEASREF

```

```

        'TF' <<temp_comb_0>>
        'TCA' <<temp_mode_0>>
        'DCA' <<dens_mode_0>>
    ENDREF
    ADD 'TCA' <<temp_mode_0>> MAP
    REF 'burnup' SAMEASREF
        'ppmBore' <<pore_0>>
        'TF' <<temp_comb_0>>
        'DCA' <<dens_mode_0>>
    ENDREF
    ADD 'TF' <<temp_comb_0>> MAP
    REF 'burnup' SAMEASREF
        'ppmBore' <<pore_0>>
        'TCA' <<temp_mode_0>>
        'DCA' <<dens_mode_0>>
    ENDREF
    ADD 'DCA' <<dens_mode_0>> MAP
    REF 'burnup' SAMEASREF
        'ppmBore' <<pore_0>>
        'TCA' <<temp_mode_0>>
        'TF' <<temp_comb_0>>
    ENDREF
ENDMIX

;

* Cross section database interpolation for reflector regions
MacroR := NCR: CpRefl ::
    EDIT 0
    MACRO LINEAR NMIX 4
    COMPO CpRefl 'default'
        MIX 2 FROM 2 SET 'C-BORE' <<densB>> ENDMIX (*lower*)
        MIX 3 FROM 1 SET 'C-BORE' <<densB>> ENDMIX (*radial*)
        MIX 4 FROM 3 SET 'C-BORE' <<densB>> ENDMIX (*higher*)
    ;

ECHO "Macrolib generation for the cinetics neutronics calculation" ;

```



```
* Macrolib generation with MACINI
```

```
MacroP Matex := MACINI: Matex MacroR MacroF ;
```

```
SystemP := TRIVAA: MacroP Track :: UNIT ;
```

```
ECHO "Transient flux calculation using Kinsol module" ;
```

```
* Transient flux calculation using Kinsol module
```

```
Kinet := KINSOL: Kinet MacroP Track SystemP Macro_0 Syst_0 ::
```

```
  EDIT 0
```

```
  DELTA <<DT>>
```

```
  SCHEME FLUX CRANK
```

```
  PREC EXPON
```

```
;
```

```
ECHO "Transient power calculation using FLPOW module" ;
```

```
* Power calculation using FLPOW module
```

```
PowerP Fmap := FLPOW: Fmap Kinet Track Matex ;
```

```
IF Iter Niter = THEN
```

```
* Create the string to get the parameters recorded in the Thm object
```

```
  IF Itps 10 < THEN
```

```
    EVALUATE TimeIncr := "TIMESTEP000" Itps I_TO_S + ;
```

```
  ELSEIF Itps 100 < THEN
```

```
    EVALUATE TimeIncr := "TIMESTEP00" Itps I_TO_S + ;
```

```
  ELSEIF Itps 1000 < THEN
```

```
    EVALUATE TimeIncr := "TIMESTEP0" Itps I_TO_S + ;
```

```
  ELSE
```

```
    EVALUATE TimeIncr := "TIMESTEP" Itps I_TO_S + ;
```

```
  ENDIF ;
```

```
* Extraction of the output parameters
```

```
* Power (in MW)
```

```

    GREP: PowerP :: GETVAL 'PTOT' 1 >>RPTOT<< ;
* Print the mean thermohydraulic parameters values by
* reading MAP LCM object
    GREP: Fmap :: STEP UP PARAM STEP AT 2
                MEAN P-VALUE 1 * >>tfm<< ;
    GREP: Fmap :: STEP UP PARAM STEP AT 3
                MEAN P-VALUE 1 * >>tcm<< ;
    GREP: Fmap :: STEP UP PARAM STEP AT 4
                MEAN P-VALUE 1 * >>dcm<< ;
* Recover the values of the neutron cross sections  in the reactor

* Group 1 : Fast Neutrons
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 1
                MEAN NUSIGF 1 * >>sigf1mo<< ;
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 1
                MEAN SIGS00 1 * >>sigs1mo<< ;
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 1
                MEAN NTOTO 1 * >>sign1mo<< ;
* Group 2 : thermal Neutrons
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 2
                MEAN NUSIGF 1 * >>sigf2mo<< ;
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 2
                MEAN SIGS00 1 * >>sigs2mo<< ;
    GREP: MacroP :: STEP UP GROUP
                STEP AT 2
                MEAN NTOTO 1 * >>sign2mo<< ;
    EVALUATE sigalmo := sign1mo sigs1mo - ;
    EVALUATE siga2mo := sign2mo sigs2mo - ;
* Print all the parameters in the listing file
    EVALUATE RPT := 1.0E+6 RPTOT D_TO_R * ;
    ECHO "ZPE" PreRTV TemRTV ; !Entry parameters

```

```

    ECHO "ZXF" RealTime RPT tfm tcm ; !Mean parameters
    ECHO "ZCF" dcm ;
    ECHO "SGF" sigf1mo sigf2mo ; !Fission cross sections
    ECHO "SGA" sigalmo siga2mo ; !Absorption cross sections

ENDIF ;

MacroF MacroR PowerP := DELETE: MacroF MacroR PowerP ;

IF Iter Niter < THEN
    Kinet := DELETE: Kinet ;
ENDIF ;

EVALUATE CONVIT := Iter Niter 1 - > ;

UNTIL CONVIT ;

EVALUATE Iter := 0 ;

Kinet_0 Macro_0 Syst_0 := DELETE: Kinet_0 Macro_0 Syst_0 ;
Kinet_0 := Kinet ;
Kinet := DELETE: Kinet ;

EVALUATE CONVTP := RealTime TimeTot >= ;

UNTIL CONVTP ;

ECHO "-----" ;
ECHO "Transient multiphysics test rep900_mtest.x2m completed" ;
ECHO "-----" ;

END: ;

QUIT .

```

Procédures de calcul des effets de contre-réaction sur la réactivité du cœur au cours du RTV

Procédure de calcul de l'effet de contre-réaction de la température du combustible

```

LINKED_LIST DONNEES Cpo MACRO GEOM TRACK PIJ FLUX ;
SEQ_ASCII _ACompo :: FILE "./_ACompo" ;
MODULE UTL: GEO: SYBILT: GREP: NCR: DELETE: ASM: FLU: END: ;
REAL tf temp_comb ;
INTEGER iTfMax := 10 ;
REAL burn := 12000.0 ;
REAL pbore_0 := 500. ;
REAL temp_comb_0 := 800.0 ;
REAL temp_mode_0 := 600.0 ;
REAL dens_mode_0 := 0.659 ;
STRING Dir := "EDI2B" ;

Cpo := _ACompo ;
DONNEES := UTL: ::
    CREA tf <<iTfMax>> =
        755.0  760.0  765.0  770.0  775.0  780.0  785.0
        790.0  795.0  800.0
    ;

GEOM := GEO: :: HOMOG MIX 1 ;
TRACK := SYBILT: GEOM ;
*****
*   FUEL TEMPERATURE LOOP                               *
*****
ECHO "$$$ Fuel temperature loop" ;
INTEGER iTfStep := 0 ;
WHILE iTfStep iTfMax < DO
    EVALUATE iTfStep := iTfStep 1 + ;
    ECHO "iTfStep vaut" iTfStep "sur" iTfMax ;
    GREP: DONNEES :: GETVAL 'tf' <<iTfStep>> >>temp_comb<< ;
    ECHO "temp_comb=" temp_comb ;
*****

```

```

* BEGIN MACROLIB READING
*****
MACRO := NCR: Cpo ::
    EDIT 1
    MACRO LINEAR NMIX 1
    COMPO Cpo <<Dir>>
        MIX 1 SET LINEAR 'burnup' <<burn>>
            SET LINEAR 'ppmBore' <<pbore_0>>
            SET CUBIC 'TF' <<temp_comb>>
            SET CUBIC 'TCA' <<temp_mode_0>>
            SET CUBIC 'DCA' <<dens_mode_0>>
        ENDMIX
;

UTL: MACRO :: DIR ;

PIJ := ASM: MACRO TRACK :: EDIT 0 PIJ ;

FLUX := FLU: PIJ MACRO TRACK :: EDIT 2 TYPE K EXTE 4 ;

MACRO PIJ FLUX := DELETE: MACRO PIJ FLUX ;

ENDWHILE ; ! fuel temperature loop
*****
* END OF FUEL TEMPERATURE LOOP
*****
ECHO "Calcul acheve" ;
END: ;
QUIT .

```

Procédure de calcul de l'effet de contre-réaction de la température du caloporteur

```

LINKED_LIST DONNEES Cpo MACRO GEOM TRACK PIJ FLUX ;
SEQ_ASCII _ACompo :: FILE "./_ACompo" ;
MODULE UTL: GEO: SYBILT: GREP: NCR: DELETE: ASM: FLU: END: ;
REAL tc temp_calor ;
INTEGER iTcMax := 15 ;

```

```

REAL burn := 12000.0 ;
REAL pbore_0 := 500. ;
REAL temp_comb_0 := 800.0 ;
REAL temp_mode_0 := 600.0 ;
REAL dens_mode_0 := 0.659 ;
STRING Dir := "EDI2B" ;

```

```

Cpo := _ACompo ;

```

```

DONNEES := UTL: ::

```

```

    CREA tc <<iTcMax>> =

```

```

        579.0   579.5   580.0   580.5   581.0   581.5   582.0
        582.5   583.0   583.5   584.0   584.5   585.0   585.5
        586.0

```

```

;

```

```

GEOM := GEO: :: HOMOGE MIX 1 ;

```

```

TRACK := SYBILT: GEOM ;

```

```

*****

```

```

*   COOLANT TEMPERATURE LOOP                                           *

```

```

*****

```

```

ECHO "$$$ Coolant temperature loop" ;

```

```

INTEGER iTcStep := 0 ;

```

```

WHILE iTcStep iTcMax < DO

```

```

    EVALUATE iTcStep := iTcStep 1 + ;

```

```

    ECHO "iTcStep vaut" iTcStep "sur" iTcMax ;

```

```

    GREP: DONNEES :: GETVAL 'tc' <<iTcStep>> >>temp_calor<< ;

```

```

    ECHO "temp_calor=" temp_calor ;

```

```

*****

```

```

*   BEGIN MACROLIB READING                                           *

```

```

*****

```

```

MACRO := NCR: Cpo ::

```

```

    EDIT 5

```

```

    MACRO LINEAR NMIX 1

```

```

    COMPO Cpo <<Dir>>

```

```

        MIX 1 SET LINEAR 'burnup' <<burn>>

```

```

        SET LINEAR 'ppmBore' <<pbore_0>>
        SET CUBIC 'TF' <<temp_comb_0>>
        SET CUBIC 'TCA' <<temp_calor>>
        SET CUBIC 'DCA' <<dens_mode_0>>
    ENDMIX
;

UTL: MACRO :: DIR ;

PIJ := ASM: MACRO TRACK :: EDIT 0 PIJ ;

FLUX := FLU: PIJ MACRO TRACK :: EDIT 2 TYPE K EXTE 4 ;

MACRO PIJ FLUX := DELETE: MACRO PIJ FLUX ;

ENDWHILE ; ! coolant temperature loop
*****
*   END OF COOLANT TEMPERATURE LOOP                               *
*****
ECHO "Calcul acheve" ;
END: ;
QUIT .

```

Procédure de calcul de l'effet de contre-réaction de la densité du caloporteur

```

LINKED_LIST DONNEES Cpo MACRO GEOM TRACK PIJ FLUX ;
SEQ_ASCII _ACompo :: FILE "./_ACompo" ;
MODULE UTL: GEO: SYBILT: GREP: NCR: DELETE: ASM: FLU: END: ;
REAL dc dens_calor ;
INTEGER iDcMax := 15 ;
REAL burn := 12000.0 ;
REAL pbore_0 := 500. ;
REAL temp_comb_0 := 800.0 ;
REAL temp_mode_0 := 600.0 ;
REAL dens_mode_0 := 0.659 ;
STRING Dir := "EDI2B" ;

```

```

Cpo := _ACompo ;
DONNEES := UTL: ::
  CREA dc <<iDcMax>> =
    0.696  0.6965  0.697  0.6975  0.698  0.6985  0.699
    0.6995  0.700  0.7005  0.701  0.7015  0.702  0.7025
    0.703
  ;

GEOM := GEO: :: HOMOGE MIX 1 ;
TRACK := SYBILT: GEOM ;
*****
*   COOLANT DENSITY LOOP                                           *
*****
ECHO "$$$ Coolant density loop" ;
INTEGER iDcStep := 0 ;
WHILE iDcStep iDcMax < D0
  EVALUATE iDcStep := iDcStep 1 + ;
  ECHO "iDcStep vaut" iDcStep "sur" iDcMax ;
  GREP: DONNEES :: GETVAL 'dc' <<iDcStep>> >>dens_calor<< ;
  ECHO "dens_calor=" dens_calor ;
*****
*   BEGIN MACROLIB READING                                         *
*****
MACRO := NCR: Cpo ::
  EDIT 5
  MACRO LINEAR NMIX 1
  COMPO Cpo <<Dir>>
    MIX 1 SET LINEAR 'burnup' <<burn>>
      SET LINEAR 'ppmBore' <<pbore_0>>
      SET CUBIC 'TF' <<temp_comb_0>>
      SET CUBIC 'TCA' <<temp_mode_0>>
      SET CUBIC 'DCA' <<dens_calor>>
    ENDMIX
  ;

UTL: MACRO :: DIR ;

```



```
PIJ := ASM: MACRO TRACK :: EDIT 0 PIJ ;
```

```
FLUX := FLU: PIJ MACRO TRACK :: EDIT 2 TYPE K EXTE 4 ;
```

```
MACRO PIJ FLUX := DELETE: MACRO PIJ FLUX ;
```

```
ENDWHILE ; ! coolant density loop
```

```
*****
```

```
*   END OF COOLANT DENSITY LOOP                                     *
```

```
*****
```

```
ECHO "Calcul acheve" ;
```

```
END: ;
```

```
QUIT .
```